

I V E R Z I T E T U B E O G R A D U

Dr inž. DRAGIŠA M. IVANOVIĆ

Inž. VLASTIMIR M. VUČIĆ

ATOMSKA I NUKLEARNA FIZIKA

(FIZIKA III)

ZAVOD ZA IZDAVANJE UDŽBENIKA
SOCIJALISTIČKE REPUBLIKE SRBIJE
BEOGRAD

U N I V E R Z I T E T U B E O G R A D U

Dr inž. DRAGIŠA M. IVANOVIĆ

Inž. VLASTIMIR M. VUČIĆ

ATOMSKA I NUKLEARNA FIZIKA

(FIZIKA III)

ZAVOD ZA IZDAVANJE UDŽBENIKA
SOCIJALISTIČKE REPUBLIKE SRBIJE

BEOGRAD

1963.

Ovaj udžbenik, kao stalan univerzitetski udžbenik, odobrila je za upotrebu Komisija za udžbenike
Univerziteta u Beogradu svojim rešenjem broj 236/1 od 1. marta 1963. godine

S A D R Ž A J

U V O D

	Strana
§ 1. Istorijski razvoj shvatanja o atomskoj strukturi supstancije	9
a) Atomske hipoteze u hemiji	9
b) Kinetička teorija gasova	10
c) Elektroliza	10
d) Elektronika	10

DETEKCIJA I MERENJE RADIOAKTIVNOG ZRAČENJA

§ 2. Značaj i vrste detektora zračenja	12
§ 3. Karakteristike jonizujućeg dejstva radioaktivnog zračenja u detektorima . . .	12
§ 4. Jonizaciona komora	15
a) Elektrometar	15
b) Cevni voltmetar	15
c) Elektrometar sa dinamičkim kondenzatorom	16
d) Jonizaciona komora za brojanje čestica radioaktivnog zračenja	17
§ 5. Proporcionalni brojač	18
§ 6. Geiger-Müllerov brojač	19
§ 7. Maglena komora	21
Permanentne komore	23
§ 8. Scintilacioni brojači	24
§ 9. Elektronski uređaji za brojanje i analizu električnih impulsa brojača	26
Skaler	26
Diskriminator	27
Analizator	28
Integrator	29
§ 10. Detektovanje naelektrisanih čestica na fotografskoj emulziji	30

KLASIČNO TRETIRANJE SPEKTARA

§ 11. Spektar atoma vodonika Spektarne serije. Termovi	31
§ 12. Neuspeh klasične elektromagnetske teorije u objašnjenju spektra	33

FOTOELEKTRICITET

§ 13. Fotoelektrični efekt	35
§ 14. Objašnjenje fotoelektričnog efekta i kvantna priroda svetlosti	37
§ 15. Spoljašnji i unutrašnji fotoelektrični efekt. Fotoelementi	40
Spoljašnji fotoelektrični efekt	40
Unutrašnji fotoelektrični efekt	41
§ 16. Fotočelije	43
a) Fotočelije u kojima se koristi spoljašnji fotoefekt	43
b) Fotočelije sa unutrašnjim fotoefektom	45
Zadaci	46

DIFRAKCIJA I SPEKTROSKOPIJA X-ZRAKA

Strana

§ 17.	Difrakcija X-zraka	47
§ 18.	Eksperimentalno ispitivanje strukture kristala pomoću difrakcije X-zraka . . .	49
	a) Ispitivanje strukture kristala Laueovim dijagramom	50
	b) Metod rotacije kristala	50
	c) Metod kristalnog praha	50
§ 19.	Spektroskopija X-zraka	53
§ 20.	Kontinualni spektri X-zraka	54
§ 21.	Linijski spektri X-zraka	57
§ 22.	Apsorpcija X-zraka	57
§ 23.	Moseleyev zakon	59
	Zadaci	60

ELEMENTARNI KVANTI U ATOMSKOJ FIZICI

§ 24.	Geneza učenja o kvantovanju	62
§ 25.	Zračenje crnog tela u funkciji od frekvencije. Wienova i Rayleigh-Jeansova formula . . .	63
§ 26.	Planckova formula za zračenje crnog tela	67
§ 27.	Kvantovanje energije linearnog oscilatora. Fazni prostor	72
§ 28.	Kvantovanje momenta količine kretanja rotatora	75
§ 29.	Modeli atoma	77
	Thomsonov ili statički model atoma	77
	Rutherfordov model	79

BOHROVA TEORIJA ATOMA

§ 30.	Bohrovi kvantni postulati	83
§ 31.	Karakteristične veličine atoma prema Bohrovoj teoriji	84
§ 32.	Uračunavanje kretanja jezgra	90
§ 33.	Eksperimentalna potvrda kvantne teorije (Franck-Hertzov eksperiment) . . .	92
§ 34.	Eliptičke orbite elektrona u atomu. Azimutni, radijalni i totalni (glavni) kvantni broj . . .	94
§ 35.	Sommerfeldova relativistička popravka. Fina struktura atoma	101
§ 36.	Prostorno kvantovanje	105
§ 37.	Kvantovanje magnetskog momenta. Bohrov magneton	110
§ 38.	Eksperimentalna potvrda prostornog kvantovanja. Stern-Gerlachov eksperiment . . .	112
§ 39.	Spin elektrona	113
§ 40.	Spin elektrona u magnetskom polju. Rezonancija	116
§ 41.	Pauliev princip	118
§ 42.	Periodni sistem elemenata	120
	Zadaci	122

RADIOAKTIVNO RASPADANJE (ZRAČENJE)

§ 43.	Tri vrste radioaktivnog zračenja	124
§ 44.	Zakon radioaktivnog raspadanja	125
§ 45.	Period poluraspada	127
§ 46.	Srednji život radioaktivnog atoma	128
§ 47.	Brzina radioaktivnih dezintegracija	128
§ 48.	Jedinice radioaktivnosti	129
§ 49.	Konstanta λ kao verovatnoća dezintegracije u jedinici vremena	130
§ 50.	Upoređivanje radioaktivnih elemenata prema aktivnosti	130
§ 51.	Jednačina radioaktivnog niza	131

ALFA-ZRACI

§ 52.	Opšte osobine α -čestica	132
§ 53.	Određivanje specifičnog naelektrisanja α -čestica	133
§ 54.	Apsorpcija α -zraka u gasovima	134
§ 55.	Domet α -čestice	136
§ 56.	Teorija α -dezintegracije	138

BETA-ZRACI

	Strana
§ 57. Opšte karakteristike β -zraka	140
§ 58. Spektri β -zraka	142
§ 59. Objašnjenje emisije β -čestice teorijom neutrina	143
§ 60. Jonizaciona moć i apsorpcija β -zraka	145
§ 61. K-zahvat	148

GAMA-ZRACI

§ 62. Karakteristike γ -zraka	149
§ 63. Emisija γ -zraka	150
Zadaci	154

KVANTNO-TALASNA FIZIKA

§ 64. Osvrt na Bohrovu kvantnu teoriju	156
§ 65. Comptonov efekt	157
§ 66. Korpuskularno-talasna priroda čestice. De Broglieova relacija	160
§ 67. Eksperimentalna potvrda dualističke prirode elektrona. Davisson-Germerov eksperiment. Difrakcija elektrona	163
§ 68. Talasna funkcija	167
§ 69. Schrödingerova jednačina	169
Zadaci	172

ELEKTRONSKA STRUKTURA ATOMA

§ 70. Atom vodonika	173
§ 71. Fina struktura spektralnih linija	175
§ 72. Atom helijuma	177
§ 73. Širina spektralnih linija	179
§ 74. Atomi težih elemenata	181
§ 75. Energija jonizacije i eksitacije	189
Energija jonizacije	189
Energija eksitacije	191
Afinitet atoma prema elektronu	191
§ 76. Zeemanov efekt	192
Zadaci	197

MOLEKUL

§ 77. Uvod	198
§ 78. Sile među atomima u molekulu. Hemijska veza	199
§ 79. Energija veze atoma u molekulu	205
§ 80. Spin elektrona i hemijska svojstva atoma	209
§ 81. Električna svojstva molekula	210
§ 82. Oscilovanje dvoatomskih molekula	211
§ 83. Rotiranja dvoatomskih molekula	214
§ 84. Privlačne sile među molekulima. (Van der Waalsove sile)	216

MOLEKULSKI SPEKTRI

§ 85. Rotacioni spektri	219
§ 86. Rotaciono-vibracioni spektri	220
§ 87. Elektronski trakasti spektar	221
§ 88. Kombinaciono rasipanje svetlosti	224
§ 89. Mikrotalasna spektroskopija	227
§ 90. Maser i laser	229

NUKLEARNA FIZIKA

§ 91. Naelektrisanje i masa jezgra	236
§ 92. Efektivni presek	238
§ 93. Skretanje α -čestice u polju atomskog jezgra. Rutherfordova formula	241

	Strana
§ 94. Veličina atomskog jezgra	245
§ 95. Energija veze jezgra	246
§ 96. Momenti atomskog jezgra	253
§ 97. Nuklearna magnetska rezonancija	256
§ 98. Nuklearne sile. Mezoni	258
§ 99. Modeli jezgra	262
a) Model kaplje	263
b) Model Fermiovog gasa	263
c) Optički model	264
d) Model α -čestica	265
e) Model slojeva	265

NUKLEARNA ENERGIJA

§ 100. Nuklearna fisija	266
§ 101. Nuklearna lančana reakcija	269
§ 102. Nuklearni reaktori	270
a) Nuklearna goriva	271
b) Klasifikacija reaktora	272
§ 103. Nuklearna fuzija	274
§ 104. Kosmički zraci. Čestice visokih energija	278
a) Dejstvo primarnih zraka na atome atmosfere	278
b) Raspadanje π^+ -mezona	279
c) Raspadanje π^- -mezona	279
d) Raspadanje π^0 -mezona	280
e) Prodiranje μ -mezona	280
f) Pljusak kosmičkih zraka	280
g) Mezoni se dobivaju i u laboratorijama	281
§ 105. Mezoatomi	282
a) Proces izazivanja „zvezde“. Apsorbovanje mezona jezgrom. Spin mezona	282
§ 106. Teški mezoni i hiperoni	284
a) Lambda-hiperoni	285
b) Sigma-hiperoni	285
c) Ksi-hiperoni	285
§ 107. Tvrdi i meki komponenti kosmičkih zraka u zavisnosti od nadmorske visine	287

FIZIKA ČVRSTOG TELA (STANJA)

§ 108. Kristali i amorfna tela	289
§ 109. Tipovi veza u kristalima	290
1) Atomske kristalne rešetke	291
2) Jonske kristalne rešetke	292
3) Metalne kristalne rešetke	293
4) Molekulske kristalne rešetke	294
§ 110. Označavanje plosni kristala	295
§ 111. Simetrije kristala	299
1) Ose simetrije	300
2) Ogledalske ravni	300
3) Centar simetrije	300
4) Ogledalsko-rotacione ose ili ravansko-rotacione ose	301
§ 112. Kristalni sistemi	301
1) Triklinični sistem	301
2) Monoklinični sistem	302
3) Rombični sistem	302
4) Romboedarski sistem	303
5) Heksagonalni sistem	303
6) Tetragonalni sistem	304
7) Kubični ili kockasti sistem	305
§ 113. O nekim svojstvima kristalne rešetke	305
§ 114. Električna provodljivost čvrstih tela. Metali, poluprovodnici i izolatori	308
§ 115. Energetske zone	311
Šupljine	314

	Strana
§ 116. Nesavršenosti kristala	314
§ 117. Unutrašnji fotoelektrični efekt (Fotoelektrična provodljivost)	317
§ 118. Luminescencija	319
§ 119. Egzoelektronska energija	322
§ 120. Toplotna svojstva čvrstog tela	323
a) Specifična toplota čvrstog tela	324
b) Izračunavanje specifične toplote prema kvantnoj teoriji	325
c) Toplotna provodljivost čvrstog tela	330
d) Odnos toplotne i električne provodljivosti metala (Wiedemann-Franzov zakon)	331
§ 121. Dielektrična svojstva čvrstih tela	333
a) Električno polje u sfernoj šupljini homogeno polarizovanog dielektrika (Lorentzovo polje)	334
b) Depolarizujuće polje	335
c) Polarizibilnost	336
d) Polarizibilnost elektrona	337
e) Podela dielektrika prema polarizaciji	338
§ 122. Magnetična svojstva čvrstih tela	340
a) Dijamagnetizam	341
b) Paramagnetizam	345
c) Feromagnetizam	348
d) Antiferomagnetizam	351
e) Feriti	353
f) Fero i antiferoelektricitet	354

FIZIKA PLAZME

§ 123. Opšti pojmovi	355
Konfiniranje plazme	357
Registar	359

U V O D

§ 1. Istorijski razvoj shvatanja o atomskoj strukturi supstancije

Ideja o atomskoj strukturi supstancije javlja se još pre 2 500 godina uglavnom kod naučnika stare Grčke. Leukip i njegov učenik Demokrit, koji su živeli u V veku pre naše ere, smatraju se osnivačima grčke atomističke škole. Međutim, tadašnje učenje o atomima bilo je spekulativnog karaktera, lišeno svake eksperimentalne baze. Razmišljanjem se dolazilo do zaključka da supstancija mora biti sastavljena od najsitnijih delića koji se dalje ne mogu deliti, pa otuda i potiče naziv *a t o m*, koji na starom grčkom jeziku znači *n e d e l j i v*.

Ovakva shvatanja zasnovana na atomima, iako su imala i svoje sledbenike, nisu dovela do značajnijih rezultata ni za čitavih sledećih 2 000 godina. Razlog za ovo je svakako bilo potpuno odsustvo realne osnove i skoro potpuni nedostatak interesa za eksperimentalnim proveravanjem. Smatra se da je na razvoj atomističke škole presudni uticaj imao i grčki filozof Aristotel, koji je svojim učenjima doveo do mnogih zamerki atomističkim shvatanjima. Veliki autoritet Aristotela i njegove škole učinio je da se atomistička škola skoro potpuno potisne za više stoleća. Tek u slobodoumnijem novom veku, u doba renesanse, naučnici obogaćeni iskustvom počinju u većoj mери da naginju atomističkim shvatanjima. Galilei, Descartes, Boyle i Newton tada jasno ukazuju na činjenicu da supstancija ne može biti kontinualna, već izgrađena od sićušnih čestica — atoma. No ipak se može reći da se tek u 19. veku javljaju značajniji momenti u razvoju atomskih nauka. Tek tada se od spekulativnog i neodređenog pojma atoma prelazi na atom, čije su osobine utvrđene eksperimentalnim proveravanjem.

Realne osnove za formiranje današnjeg pojma atoma potekle su iz raznih oblasti nauke koje su se razvile na osnovu eksperimentalnih ispitivanja. Kao najvažnije oblasti nauke koje su svojim razvojem doprinele formiranju savremenog pojma atoma nabrojaćemo sledeće: hemija, kinetička teorija gasova, elektroliza i elektronika. Naime, razvojem ovih oblasti nauke javile su se mnoge okolnosti koje su jasno ukazivale na atomsku strukturu supstancije. Na osnovu ovih su se prvi put pojavile ideje o realnom atomu, čiji ćemo kratak pregled dati u sledećem izlaganju.

a) *Atomske hipoteze u hemiji.* — Ispitivanja hemičara dala su mnoge dragocene podatke i iskustva koji su dovodili do obrazovanja novih pojmova. Tako se posmatranjem agregatnih stanja tela u hemiji, a zatim posmatranjem ponašanja rastvora, došlo postupno do formiranja atomske koncepcije u hemiji koja se najvećim delom pripisuje Daltonu (1808. god.). Naravno, prelaz na atomske koncepcije u hemiji išao je postupno i preko drugih činjenica. Ideja da se supstancija sastoji od 4 „elementa”: vatre, zemlje, vazduha i vode, podržavana od Empedokla i Aristotela, doživela je promenu tek u 17. veku. Tada je Robert Boyle dao svoju koncepciju hemijskih elemenata u današnjem smislu, koja je u 18. veku bila definitivno potvrđena od strane Lavoisiera, Priestleya i Cavendisha. Posmatrajući

proporcije u kojima su se hemijski elementi međusobno spajali u hemijska jedinjenja Dalton je mogao sprovesti svoju atomsku koncepciju, dolazeći ujedno i do mogućnosti određivanja atomskih težina. Raspoložuci atomskim težinama više elemenata Mendeljejev je postavio periodni sistem elemenata, čime je bio otvoren put ka daljem saznanju strukture atoma.

b) *Kinetička teorija gasova*. — Ova oblast je izložena u I delu ove knjige i zasnovana je na koncepciji da se gasovi sastoje iz molekula koji se nalaze u stalnom kretanju. U pogledu razvoja pojma atoma i molekula najvažniju ulogu je odigrao Avogadrov zakon i tumačenje pritiska gasa na zidove suda. Analizom Avogadrovog zakona omogućeno je određivanje Avogadrovog broja ($6,025 \cdot 10^{23}$), koji predstavlja broj molekula u jednom molu gasa. Kad se raspolaze ovim brojem, lako se dolazi do veličina i masa atoma i molekula. Atomska koncepcija hemičara upotpunjena ovako dobivenom masom i veličinom atoma predstavlja najvažniji moment u razvoju atomske nauke. Naime, ovim je atom postao realnost. Francuski fizičar Perin je studioznom analizom Brownovog kretanja došao do mogućnosti da i na ovaj način odredi Avogadrov broj, što je definitivno potvrdilo pomenutu realizaciju atoma.

Tumačenje pritiska na osnovu udara molekula gasa o zidove suda dalo je dragocene mogućnosti da se na osnovu elementarnih zakona mehanike postave matematičke relacije među atomskim veličinama i makroskopskim veličinama, kao što su zapremina, pritisak i temperatura, koje se mogu podesno meriti. Na ovaj način se došlo do daljih mogućnosti za određivanje atomskih veličina, kao i osobina atoma.

Navedene činjenice su takođe pomogle da se mnogo bolje razdvoji pojam atoma od pojma molekula, koji dotle u hemiji nisu bili ni malo jasno tretirani.

c) *Elektroliza*. — Ova oblast je izložena u II delu knjige, a najvažniju činjenicu u pogledu formiranja pojma atoma predstavljaju Faradayevi zakoni elektrolize. U njima se jasno ocrtava zakon celih brojeva. Naime, pri prolazu električne struje kroz elektrolite, joni kao nosioci struje imaju na sebi naelektrisanja koja u pogledu količine elektriciteta stoje u odnosu prostih celih brojeva, bez obzira koji je jon u pitanju. Ove činjenice su po prvi put pokazale da i elektricitet nije kontinualne prirode već da ima atomsku strukturu. Kasnije saznanje da je elementarna količina elektriciteta jedan elektron i da je on sastavni deo atoma dovelo je do daljih značajnih činjenica u razvoju pojma atoma.

d) *Elektronika*. — Otkriće katodnih i kanalskih zrakova, koje je takođe obuhvaćeno u II delu knjige, predstavlja isto tako važan korak u razvoju atomske fizike. Millikan je poznatim eksperimentom uljanih kapi uspeo da odredi elementarnu količinu elektriciteta, a Thomson je na katodnim zracima uspeo da odredi i masu elektrona, pa je na taj način i elektron postao vrlo važan. Kao čestica onda najmanje mase, elektron je i sastavni deo atoma. Na taj način je ustanovljena i električna struktura supstancije, opisana u uvodu II knjige, koja predstavlja važan činilac na putu saznanja atoma. Kanalski, pozitivni zraci su takođe pružali velike i važne mogućnosti za ispitivanje atoma.

Nabrojane oblasti nauke su dale prve mogućnosti da se formiraju osnovne koncepcije atoma. Na ovim osnovama započeta su obimna i mnogobrojna dalja ispitivanja atoma. To je dovelo do savremenog razvoja atomske fizike, koja je, iako najmlada, postala danas najobimnija nauka, što svedoči o ogromnoj složenosti atoma.

Odlučujući moment u formiranju atomske fizike bilo je otkriće X-zraka i radioaktivnosti. Ova važna otkrića, koja su se odigrala krajem prošlog stoleća, dala su ne samo definitivnu odluku u korist atomske strukture već i velike moguć-

nosti za svestrano eksperimentalno ispitivanje atomske strukture tela. Ove mogućnosti su dale veliki polet razvoju atomske fizike, a iz ovoga je nastao i dinamični razvoj nauke uopšte. Pomenuta otkrića predstavljaju početak nove ere u razvoju fizike, koja se naziva modernom ili savremenom fizikom.

Primenom X-zraka ostvarene su mnoge mogućnosti merenja atomskih veličina i ispitivanja strukture kristala. Rezultati merenja bili su važna potvrda atomskih veličina koje su dobivene drugim metodima, a takode su pružili i brojna dalja otkrića. Razvoj atomske fizike se velikim delom oslanjao na ispitivanje X-zraka, a i danas ovi metodi igraju važnu ulogu kako u fizici tako i u tehnici.

Otkriće radioaktivnosti bilo je izvršeno na osnovu spontanog zračenja nekih supstancija u prirodi. Te supstancije su nazvane radioaktivnim, a cela pojava radioaktivnost. Relativno laka detekcija i merenje ovih zračenja odmah su omogućili da se ustanovi da takva tela zrače tri vrste zraka, koje su tada nazvane prvim slovima grčke azbuke, tj. α -, β - i γ -zruci. Ovakva zračenja odmah su postala moćno sredstvo za ispitivanje strukture atoma. Radioaktivno zračenje, od otkrića do danas, predstavlja najvažniji faktor za razvoj atomske i nuklearne fizike.

DETEKCIJA I MERENJE RADIOAKTIVNOG ZRAČENJA

§ 2. Značaj i vrste detektora zračenja

U prethodnom odeljku je naznačeno da je radioaktivnost otkrivena na osnovu radioaktivnog zračenja. Najveći deo ispitivanja osobina atoma sprovodi se od otkrića radioaktivnosti do danas pomoću radioaktivnog zračenja. Ovde se treba podsetiti na neobično male dimenzije atoma i nemogućnost njihovog direktnog posmatranja da bi se mogao shvatiti značaj radioaktivnog zračenja za ispitivanje atoma. Radioaktivna zračenja služe kao vesnici koji nam mogu dati mnogo podataka o sastavu atoma i zbivanjima koja se u njima odigravaju, pa otuda i veliki značaj detektora zračenja. Razvoj atomske fizike od početka do danas tesno je povezan sa detektorima zračenja. Ovde treba napomenuti i veoma važnu i široku primenu detektora zračenja u savremenoj tehnici.

Detekcija radioaktivnog zračenja uglavnom se vrši korišćenjem jonizujućeg dejstva odnosno osobinom radioaktivnog zračenja da jonizuje gasove kroz koje prolazi, o čemu je bilo reči u prethodnim odeljcima. U manjoj meri se koristi dejstvo radioaktivnog zračenja na fotografsku ploču, koje je poslužilo Becquerelu za otkriće radioaktivnosti. Treća pojava koja se koristi za detekciju su scintilacije, koje izazivaju radioaktivni zraci. Naime, čestice radioaktivnog zračenja pri prolazu kroz neke supstancije izazivaju kratkotrajne emisije vidljive svetlosti (scintilacije), koje dalje služe za detekciju tih čestica.

Prema navedenim principima rada detektori se mogu podeliti u tri grupe:

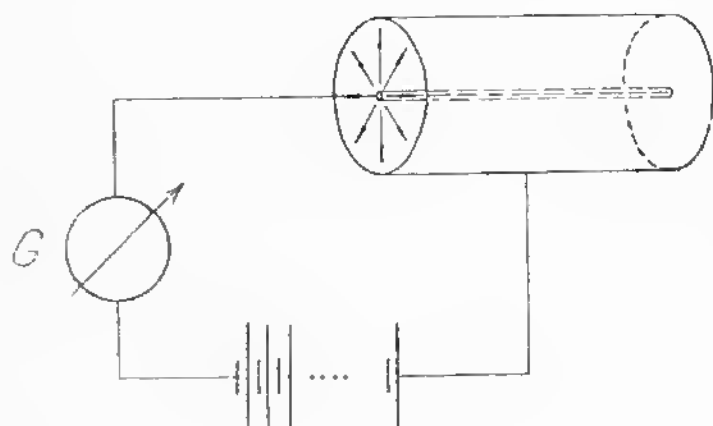
- 1) Detektori na principu jonizacije gasova. U ove spadaju:
 - a) Jonizaciona komora,
 - b) Proporcionalni brojač,
 - c) Geiger-Müllerov brojač,
 - d) Wilsonova maglena komora;
- 2) Fotoemulzije;
- 3) Scintilacioni brojači.

§ 3. Karakteristike jonizujućeg dejstva radioaktivnog zračenja u detektorima

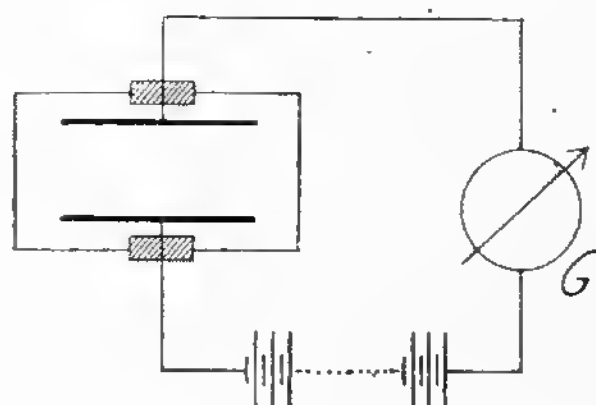
U § 54 II knjige date su opšte karakteristike provođenja električne struje kroz jonizovane gasove. Kod detektora radioaktivnog zračenja potrebno je, pored ovih karakteristika, poznavanje i posebnih okolnosti koje se u njima javljaju. Jonizacioni detektori uglavnom predstavljaju cilindrične sudove sa centralnom

aksijalnom elektrodom (sl. 3-1), a nekad i komore sa ravnim elektrodama (sl. 3-2), koje se po principu rada ne razlikuju od uređaja predstavljenog u § 54, II knjiga (sl. 54-1). Kod ravnih elektroda električno polje je približno homogeno, dok se u cilindričnim komorama (sl. 3-1) javlja radijalno polje, čiji intenzitet opada od centralne žičane elektrode do cilindričnog zida komore.

Cilindrična spoljašnja elektroda detektora je od metala ili staklene cevi koja je sa unutrašnje strane prevučena provodnim slojem, obično od grafita ili srebra, i može imati prečnik od 1 do 20 cm (prema nameni). Centralna elektroda je metalna žica ili metalni štapić kružnog preseka, koji se postavlja tačno po osi cilindra kako bi se obezbedila simetrija polja među elektrodama. Električni napon koji se uspostavlja između elektroda je, prema potrebi, od nekoliko stotina do nekoliko hiljada volta. Prostor među elektrodama je ispunjen nekim gasom pod pritiskom koji se kreće od nekoliko cm Hg pa do atmosferskog. Naravno, ako se primenjuje pritisak različit od atmosferskog, komora mora biti hermetički zatvorena.



Sl. 3-1



Sl. 3-2

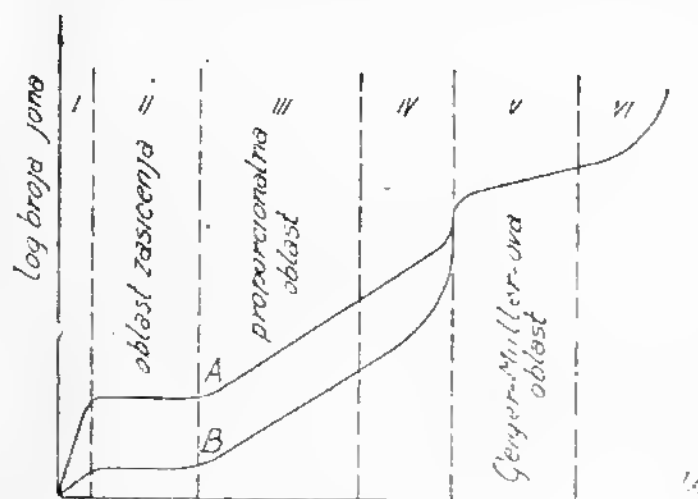
Kad u gas među elektrodama dospe radioaktivno zračenje, ono će u većoj ili manjoj meri jonizovati gas, pa će kroz njega i kroz celo strujno kolo poteći električna struja, čiji intenzitet pokazuje galvanometar G, a koja se obično naziva *j o n i z a c i o n o m s t r u j o m*. Pod uslovom da je napon među elektrodama dovoljno veliki da se postigne zasićenje (videti struja zasićenja, II knjiga, § 54), intenzitet jonizacione struje srazmeran je intenzitetu radioaktivnog zračenja. To je onda i najjednostavniji način merenja intenziteta, a ujedno i detekcije zračenja, jer će galvanometar skretati samo onda kad u komori postoji radioaktivno zračenje.

Medutim, zahtevi za detekciju i merenje radioaktivnog zračenja često su drukčiji, pa se često koristi i efekt udarne jonizacije. Ovaj efekt udarne jonizacije u cilindričnim komorama je nešto drukčiji nego onaj kod homogenog polja, koji je opisan u II knjizi, § 54, pa ćemo ovde izložiti neke karakteristike jonizacije koje se koriste u detektorima, i to u onim slučajevima kada se radi o detekciji pojedinih čestica radioaktivnog zračenja. Ako jedna čestica radioaktivnog zračenja prođe kroz gas među elektrodama, ona će svojom energijom i naelektrisanjem obrazovati izvestan broj parova jona. Taj broj parova jona može se kretati od nekoliko desetina pa do nekoliko stotina hiljada, već prema vrsti i energiji čestice. Obrazovani joni će tada usloviti u strujnom kolu kratkotrajnu struju jonizacije, koja će biti veoma mala jer je i broj jona relativno mali. Medutim, tako male struje su nepodesne za registrovanje, pa je povoljnije da se iskoristi efekt udarne jonizacije kako bi se broj jona povećao, a time i jonizaciona struja. S druge strane, pak, ne sme se između elektroda staviti tako visok napon da bi se efekt udarne jonizacije održavao dalje sam od sebe, jer tada struja jonizacije ne bi više bila zavisna od radioaktivnog zračenja. Zato se bira takav napon među elektrodama

koji će biti na granici među strujom zasićenja i disruptivnim pražnjenjem. Ovo područje je prilično široko, naročito kad se radi o cilindričnim elektrodama prikazanim na sl. 3-1, i ima različite karakteristike, koje su prikazane na grafikonu, slika 3-3.

Kada se koristi efekt udarne jonizacije, onda moramo razlikovati primarni broj jona koji proizvede radioaktivna čestica pri prolasku kroz gas među elektrodama, i ukupni broj jona koji se obrazuje zajedno sa efektom udarne jonizacije. Struja jonizacije je kratkotrajna i teče približno za isto vreme za koje čestica prolazi kroz gas. Zato se takva struja može smatrati samo jednom pulsacijom ili nekom vrstom električnog impulsa. Jačina te električne struje odnosno pulsacije biće srazmerna broju obrazovanih jona među elektrodama. Kako se efektom udarne jonizacije broj jona može povećati u velikim srazmerama, i električna pulsacija se povećava u istoj srazmeri. Znači da se korišćenjem udarne jonizacije može električna pulsacija, koju izaziva sama čestica pomoću primarnog broja jona, u velikoj meri pojačati tako da njena jačina bude dovoljna da pokrene jednostavne uređaje za merenje i registrovanje.

Na grafikonu sl. 3-3 po apscisnoj osi je nanesen napon među elektrodama, a po ordinatnoj osi broj jona odnosno jačina električne pulsacije na logaritamskoj skali. Prema obliku pojedinih delova krive celo područje se može podeliti na 6 oblasti,



Sl. 3-3

koje su na grafikonu prikazane rimskim brojevima. Oblast I odgovara malim naponima, pri kojima je struja jonizacije proporcionalna naponu na elektrodama. Oblast II odgovara struji zasićenja, u kojoj se još ne javlja efekt udarne jonizacije. U ovoj oblasti rade jonizacione komore sa kontinualnim strujama jonizacije. U oblasti III počinje efekt udarne jonizacije, a jonizaciona struja je linearna funkcija napona, odnosno linija na grafikonu se približava pravoj. Zato se ovaj deo grafikona naziva *proporcionalna oblast*. U daljim

oblastima, IV, V i VI, kriva se penje na karakterističan način tako da između IV i V oblasti ima vertikalni deo, a u V jedan skoro horizontalni deo. Deo krive V sa horizontalnim delom je Geiger-Müllerova oblast. Deo VI je oblast u kojoj nastaje intenzivna udarna jonizacija, tako da struja jonizacije više ne zavisi od primarnog broja jona, pa se stoga ne može koristiti ni za merenje ni za detekciju radioaktivnog zračenja. U toj i daljim oblastima jedna čestica radioaktivnog zračenja izazvala bi udarnu jonizaciju, koja bi se dalje sama od sebe održavala stalno na nivou koji ne bi zavisio od primarnog broja jona.

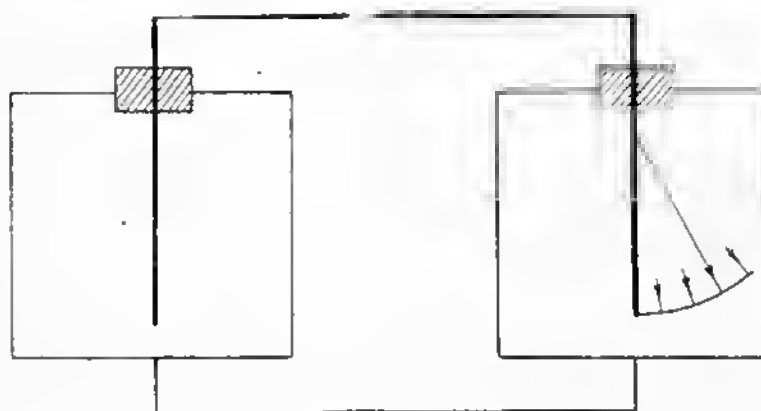
Na grafikonu su naznačene dve krive, *A* i *B*, za koje je parametar primarni broj jona. Kriva *A* odgovara primarnom broju jona = 10, za koji je logaritam jednak jedinici. Kriva *B* odgovara primarnom broju od 1 000 ($\log 1\,000 = 3$). U oblastima I i II struje jonizacije odnosno električna pulsacija ostaje na niskim vrednostima, koje odgovaraju samo primarnom broju jona. Međutim, u daljim oblastima struja jonizacije se u velikoj razmeri povećava (treba imati u vidu logaritamsku skalu). Karakteristično je da se krive *A* i *B* spajaju na kraju IV oblasti, što znači da nadalje primarni broj jona nema uticaja na struju jonizacije. Na primer, u oblasti V broj jona biće reda veličine 10^{12} , bez obzira na primarni broj jona, tj. makar se u meduprostoru obrazovao samo jedan par jona.

§ 4. Jonizациона komora

Jonizациона komora radi prema principima predstavljenim na sl. 3-1 i 3-2. U njoj se obično koristi samo struja zasićenja bez efekta udarne jonizacije, odnosno njen rad se ograničava na oblast II (sl. 3-3). Dimenzije mogu biti različite, ali se uglavnom kreću od 5 do 20 cm u prečniku. Koriste se za sve tri vrste zračenja. Ako se koristi jonizujući efekt α - i β -zračenja, mogu se izvori zračenja staviti i u unutrašnjost same komore, ili se na komori grade delovi zida (prozori) od tankog listića kroz koji mogu proći ovi zraci.

Pošto se ovde ne koristi efekt udarne jonizacije, po sebi se razume da će jonizациона struja biti veoma mala, naročito ako se radi o slabim intenzitetima zračenja. Struja jonizacije je tada manja od 10^{-12} A, pa se ne može koristiti običan galvanometar za njeno merenje. Zato se za merenje jonizacione struje obično koriste: elektrometar sa jednom ili dve niti, cevni voltmetar i elektrometar sa dinamičkim kondenzatorom.

a) *Elektrometar* se u principu ne razlikuje od elektrometra sa listićem koji je opisan u knjizi II, § 2, samo se umesto listića koristi vrlo tanka nit (vlakno) od metala ili metalizovanog kvarca. Ovakva nit omogućuje pravilniji rad elektrometra, a takode i preciznije merenje. Elektrode komore i elektrometar vezuju se prema sl. 4-1. Elektrode komore predstavljaju električni kondenzator, a isto tako i elektrode elektrometra. Oba kondenzatora su vezana paralelno i imaju ekvivalentni kapacitet jednak njihovom zbiru. Ako se elektroskop naelektriše, listić će se podići srazmerno naponu koji se preko provodnika prenosi i na komoru.

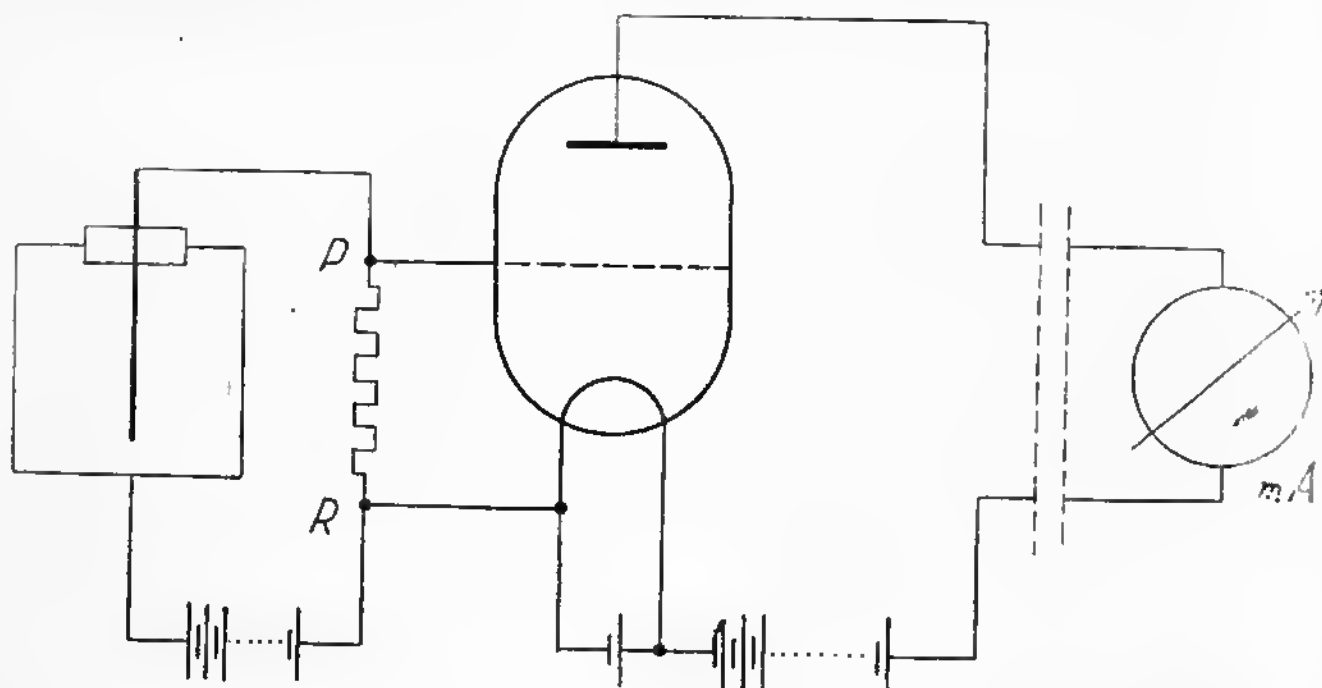


Sl. 4-1

Kada kroz komoru prolazi radioaktivno zračenje, onda će se usled jonizacione struje sistem kondenzatora prazniti a listić padati. Struja jonizacije je tada srazmerna brzini padanja listića. Ako je kapacitet sistema kondenzatora poznat i ako je skala elektrometra baždarena u voltima, onda se iz brzine padanja listića može odrediti jonizациона struja. Ovaj način je, međutim, dosta nepouzdan jer kapacitet kondenzatora mora imati vrlo malu vrednost koja se nepouzdanom meri. Zato se obično ceo uređaj koristi tako što se komora najpre izloži zračenju nekog standarda poznatog intenziteta i izmeri se brzina padanja listića. Tada se pod istim okolnostima izmeri brzina padanja listića za neko zračenje koje se želi izmeriti. Intenziteti radioaktivnih zračenja tada stoje u istom odnosu kao i brzine padanja listića. Radi pouzdanijeg merenja potrebno je da opseg pada napona pri merenju bude u granicama struje zasićenja odnosno treba da leži na horizontalnom delu krive u oblasti II (sl. 3-3). Bliži detalji o ovakvim merenjima nalaze se u praktikumu: V. Vučić, Osnovna merenja u fizici.

b) *Cevni voltmetar*. — U II knjizi, § 125, opisano je kako se elektronske cevi ili tranzistori mogu koristiti za pojačanje slabih struja. U uređaju predstavljenom na sl. 4-2 elektronska trioda koristi se da bi se veoma slaba jonizациона struja pojačala do te mere da se može meriti običnim instrumentom. Komora je preko otpornika R visoke otpornosti priključena na bateriju čiji napon leži u oblasti struje zasićenja. Krajevi otpornika R vezani su za mrežicu i katodu elektronske triode. Jonizациона struja, izazvana zračenjem, prouzrokuje pad napona tačke P prema Ohmovom zakonu. Time se menja (u ovom slučaju smanjuje)

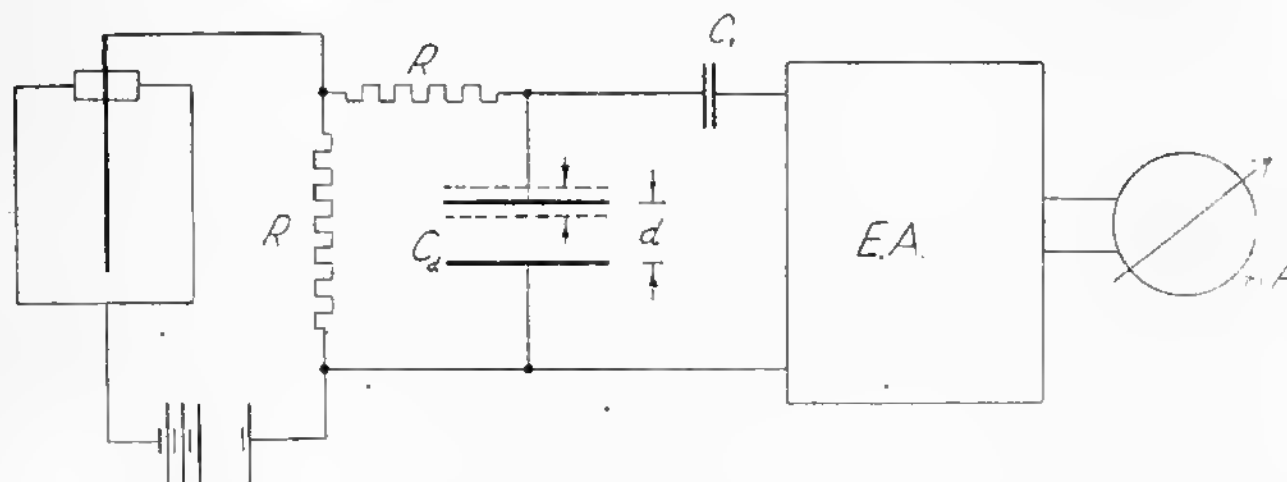
struja u anodnom kolu triode, što prouzrokuje skretanje instrumenta, koji je uključen u to kolo. Naravno, ako je jonizacijska struja vrlo mala, onda se upotrebljava više cevi odnosno više stepena pojačanja. Taj sistem cevi je u stvari jednosmerni elektronski pojačivač jer je i jonizacijska struja jednosmerna. Prva elektronska cev je obično posebne konstrukcije i naziva se *elektrometerska trioda*; to je cev sa veoma malom strujom rešetke (I_g) jer ova mora biti manja od mrene jonizacijske struje.



Sl. 4-2

Ovakvi uređaji postaju dosta nepouzdati ako se mere jako male jonizacijske struje. Tada se od jednosmernog amplifikatora zahtevaju vrlo velika pojačanja, što čini njihov rad nestabilnim. Pri velikim pojačanjima, kod jednosmerne pojačavača, dolaze u veliku meru do izraza i vrlo male promene napona izvora ili režima rada cevi, koji se teško mogu izbeći. Naročito je u ovim slučajevima nestabilan nulti položaj instrumenta. Zato se za male struje jonizacije (ispod 10^{-13}) koriste elektrometri sa dinamičkim kondenzatorom.

c) *Elektrometar sa dinamičkim kondenzatorom*. — I ovo je uređaj koji koristi elektronski amplifikator, ali u ovom slučaju se pojačava naizmjenična struja. Am-



Sl. 4-3

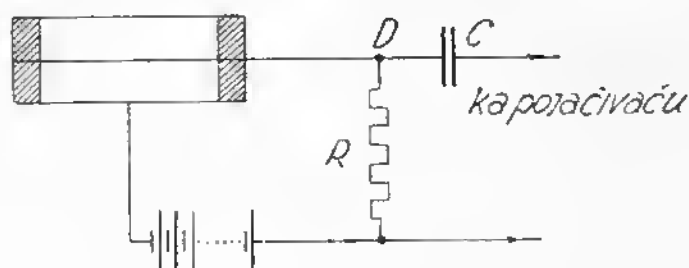
plifikatori za naizmjeničnu struju opisani u II knjizi, § 125, rade mnogo pouzdanije od jednosmerne i mogu se postići mnogo veća pojačanja. To znači da jednosmernu jonizacijsku struju komore treba prethodno prevesti u naizmjeničnu, što se postiže

na način predstavljen na sl. 4-3. Jonizaciona struja se na isti način kao u prethodnom slučaju propušta kroz otpornik R vrlo velike otpornosti. Napon na krajevima ovog otpornika dovodi se na pločice dinamičkog kondenzatora C_d . To je kondenzator sa ravnim pločama, kome jedna ploča mehanički osciluje u pravcu upravnom na ravan ploče, stalnom frekvencijom (u oblasti zvučnih frekvencija) i stalnom amplitudom. Usled oscilacije pločice menja se istom frekvencijom i rastojanje d među pločama, a sa ovim i kapacitet kondenzatora. Ako se na kondenzatoru nalazi količina elektriciteta q , onda se sa promenom kapaciteta C_d mora menjati i napon U na kondenzatoru prema osnovnoj relaciji $U = q/C$. Znači da se na kondenzatoru javlja naizmenična komponenta napona U_n koja se preko malog kondenzatora C_1 odvodi u amplifikator naizmenične struje. Promena jonizacione struje u komori izaziva promenu napona na krajevima otpornika R odnosno promenu napona na pločama kondenzatora C_d . Ako se promeni napon na kondenzatoru, promeniće se i količina elektriciteta q na njemu, što dalje prouzrokuje promenu napona naizmenične komponente U_n , koja se pojačava u amplifikatoru. Kad se na izlaz pojačivača stavi instrument za merenje, onda će promena jonizacione struje u komori prouzrokovati skretanje instrumenta, koji se može baždariti tako da pokazuje jonizacionu struju ili intenzitet zračenja. Na ovaj način se mogu meriti struje i do 10^{-17} A.

Kao što je prikazano, jonizacione struje se mogu meriti na različite načine, ali u svakom slučaju ovakvom komorom se meri integralno jonizujuće dejstvo radioaktivnog zračenja, jer je jonizaciona struja izazvana skupnim učešćem svih jona koji se u komori obrazuju dejstvom radioaktivnog zračenja svih vrsta i energija. Opisani oblici komora, dakle, služe ujedno i kao integratori.

Jonizaciona komora spada u najpouzdanije uređaje za merenja ove vrste, pa se zato uglavnom koristi za kvantitativna merenja intenziteta radioaktivnog zračenja, a preko njega i za merenje količina radioaktivne supstancije.

d) *Jonizaciona komora za brojanje čestica radioaktivnog zračenja.* — Uz korišćenje istog principa, jonizaciona komora može biti i tako podešena da služi za brojanje pojedinih čestica radioaktivnog zračenja. Ovakav uređaj je predstavljen principijelno na sl. 4-4. Komora je obično manjih dimenzija i načinjena je u obliku cevi koja služi kao jedna elektroda. Druga elektroda je metalna žica kružnog preseka, postavljena tačno po osi cevi. Komora je na isti način priključena na napon jedne baterije preko visoke otpornosti R . Kada jedna čestica radioaktivnog zračenja prođe kroz gas u komori, obrazovaće izvestan broj primarnih jona. Obrazovanje jona vrši se samo u kratkom intervalu vremena, za koje čestica pređe svoj put kroz komoru. To znači da će se u strujnom kolu javiti kratkotrajna struja, koja će izazvati isto tako kratkotrajnu električnu pulsaciju tačke D , jer se pri proticanju struje kroz otpornik R javlja, prema Ohmovom zakonu, pad napona na njemu. Ta električna pulsacija se preko malog kondenzatora prenosi na elektronski amplifikator koji je pojača do te mere da se može lako registrovati. Na taj način se svaka čestica radioaktivnog zračenja, koja izazove jonizaciju u komori, može registrovati i brojiti.



Sl. 4-4

Pored toga, kod ovakvog uređaja postoji i mogućnost određivanja vrste čestice i njene energije. Električna pulsacija, koja se javlja u tački D , po veličini je srazmerna broju primarnih jona koje obrazuje čestica. Pulsacije se mogu amplifikatorom proporcionalno pojačati i njihova veličina odrediti. Posebnim elektronskim uređajima, o kojima će biti reči kasnije, mogu se pulsacije odvojiti i kla-

sirati. Na taj način se pulsacije jedne vrste čestica mogu odvojiti od drugih. To je vrlo podesna mogućnost da se, recimo, pulsacije α -čestice odvoje od β - i γ -čestica ili se pak pulsacije mogu klasirati po energiji čestice. α -čestice obrazuju mnogo veći broj primarnih jona od β - i γ -čestica, pa će pulsacije α -čestica biti mnogo većeg intenziteta i mogu se pomenutim uređajima izdvojiti.

Nekada se ova vrsta brojačkih komora gradi i sa elektrodama u obliku ravnih ploča (sl. 3-2).

Kao što se može očekivati, broj primarnih jona koje obrazuje jedna čestica pri prolazu kroz komoru je relativno veoma mali, pa će i jonizaciona struja, a s njom i električna pulsacija, biti veoma mala. Zbog toga su neophodni veoma osetljivi pojačivači, što umnogome otežava upotrebu ovakve komore. Iz istih razloga se ovakva komora obično ne upotrebljava za brojanje β - i γ -zrakova jer daju vrlo mali broj primarnih jona, već samo za teže čestice, kao što su α -čestice, protoni, deuteroni i dr. Pošto ove čestice ne mogu da prođu kroz deblji zid komore, radioaktivni izvor se stavlja u samu komoru ili se na komori gradi „prozor” sa tankim listićem aluminijuma ili liskuna.

§ 5. Proporcionalni brojač

Proporcionalni brojač (brojačka cev) služi za registrovanje pojedinih čestica radioaktivnog zračenja, ali tako da se primarni broj jona koji obrazuje čestica može odrediti. Ovaj brojač čestica radi na sličnim principima kao i jonizaciona komora za brojanje čestica opisana u § 4. Proporcionalni brojač se razlikuje samo po tome što se u njemu koristi efekt udarne jonizacije i radi u oblasti III krive na grafikonu (sl. 3-3). Efektom udarne jonizacije se dobijene električne pulsacije u velikoj meri pojačavaju tako da za njihovo registrovanje nisu potrebni prethodni delikatni pojačivači visokog faktora amplifikacije.

U proporcionalnoj oblasti u kojoj radi ova vrsta brojača je krajnji broj jona proporcionalan primarnom broju jona koji proizvede čestica radioaktivnog zračenja. Prema tome i jačina električne pulsacije koju daje brojač proporcionalna je broju primarnih jona. Na taj način je pored registrovanja čestice moguće odrediti i broj primarnih jona koje je ona obrazovala, što daje povoljne mogućnosti za odvajanje impulsa drugih čestica pomoću analizatora (v. § 9). Isto tako je na ovaj način moguće odrediti i energiju pojedinih čestica. Opisani unutrašnji faktor pojačanja pomoću efekta udarne jonizacije kreće se do 10^4 .

Proporcionalni brojači su obično konstruisani u obliku cevi kao na sl. 4-4, pa se zato često nazivaju i brojačkim cevima. Prečnik cevi se prema potrebi kreće od 0,5 do 10 cm. Gas je u cevi obično pod pritiskom manjim od atmosferskog. Za punjenje cevi koriste se razni gasovi, najčešće vodonik ili argon sa primesama složenijih gasova, kao što su ugljen-dioksid, metan ili pentan. Vodonik i argon daju veliki faktor unutrašnje amplifikacije, dok primeše složenijih gasova daju bolju stabilnost rada brojača. Spoljašnja cilindrična elektroda je katoda (—), a centralna žica anoda (+).

Nezgodna okolnost kod ovih brojača je činjenica da je unutrašnji faktor amplifikacije jako zavisao od primenjenog napona. Iz grafikona na sl. 3-3 vidi se da u oblasti III, u kojoj rade ovi brojači, kriva ima veliku strminu. Male promene napona napajanja na brojačkoj cevi daju znatne promene efekta udarne jonizacije, pa će se i faktor unutrašnje amplifikacije znatno menjati. Ne treba zaboraviti da je ordinata na grafikonu u logaritamskoj skali. Ova vrsta brojača zbog toga zahteva jako stabilan napon izvora, što prouzrokuje znatne teškoće i nepouzdanost rada brojača.

§ 6. Geiger-Müllerov brojač

Ovo je najčešće primenjena vrsta brojača. Geiger-Müllerov brojač, skraćeno G-M-brojač, a često i Geigerov brojač, našao je vrlo široku primenu ne samo u fizici već i u tehnici i ostalim naukama. Primenuje se za brojanje čestica radioaktivnih i X-zračenja i njegova je upotreba tako raznovrsna i rasprostranjena da je postao instrument skoro svake laboratorije.

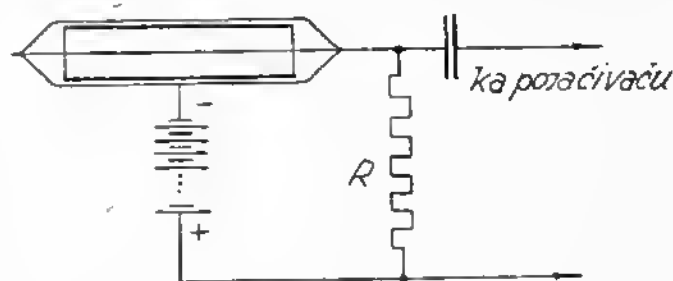
Geiger-Müllerov brojač se po konstrukciji ne razlikuje od brojačke komore (sl. 4-4) i proporcionalnog brojača. Razlikuje se samo po tome što radi u oblasti V na krivoj (sl. 3-3). To znači da on ima još veći faktor unutrašnje amplifikacije, koja se kreće i do 10^{11} , jer se u njemu u najvećoj mogućoj meri koristi efekt udarne jonizacije. Međutim, kod ove vrste brojača je električna pulsacija nezavisna od primarnog broja jona. To znači da je dovoljno da se u brojačkoj cevi obrazuje makar i nekoliko jona (principijelno samo jedan) pa da dođe do normalne električne pulsacije.

Ovakva vrsta brojača, prema tome, može da služi samo za detekciju i brojanje čestica radioaktivnog zračenja, dok se identifikovanje čestica ne može vršiti, jer sve čestice dovode do električnog impulsa iste jačine. Važna prednost G-M-brojača, zbog koje je i dobio tako široku primenu, jeste velika unutrašnja amplifikacija, pa nisu potrebni naročiti elektronski amplifikatori, a upotreba mu je vrlo jednostavna.

Zbog svoje mnogostrane upotrebe G-M-brojači se grade u raznim oblicima i veličinama. Najčešće je to cev od stakla koja sa unutrašnje strane ima metalnu oblogu. Ona može biti u obliku metalnog lima ili, pak, nanescena u vidu tankog sloja metala ili grafita po unutrašnjoj površini staklene cevi (sl. 6-1). Cilindrična obloga je katoda, dok ulogu anode uzima tanka metalna žica, zategnuta tako da se njen pravac poklapa sa osom cevi. Žica je obično od volframa, prečnika 0,02 do 0,05 mm i mora, naravno, biti električki dobro izolovana od cilindrične metalne obloge. Dimenzije brojačke cevi mogu biti različite i kreću se od 0,3 do 10 cm u prečniku i 1 do 100 cm u dužini. Cev je napunjena gasom pod pritiskom manjim od atmosferskog, obično oko 10 cm Hg. Najčešće je to argon sa primesama poliatomskog organskog gasa ili pare, kao što je etil-alkohol, metan ili etan. U poslednje vreme dodaju se i primese halogena u gasovitom stanju, kao što je hlor ili brom.

Kao što je rečeno, Geiger-Müllerov brojač radi u oblasti V (sl. 3-3), koja se graniči sa oblašću VI, tj. u kojoj nastaje permanentno pražnjenje, kao ono u Geisslerovim cevima. Ako bi u brojaču nastupilo takvo permanentno pražnjenje, on, naravno, ne bi bio više sposoban da primi registraciju sledeće čestice. Iako G-M-brojač ne radi u oblasti VI, on se ipak graniči sa njom. Iz tih i drugih razloga, koji će biti pomenuti, ova vrsta brojača pokazuje tendenciju ka produženju pražnjenja i posle prolaska čestice. Ako se pražnjenje produži, makar i za vrlo kratko vreme, brojač neće biti sposoban da za ovo vreme registruje sledeću česticu. Ovo je ujedno i najvažniji nedostatak G-M-brojača, što ih čini u manjoj ili većoj meri nepouzdanim za precizna kvantitativna merenja. Sem toga, režim rada G-M-brojača pokazuje tendenciju ka promenama u toku duže upotrebe. Da bismo makar i u najkraćim potezima dali bolji uvid u nedostatke ovih brojača, navešćemo sledeće činjenice.

Kada čestica zračenja dospe u gas brojačke cevi i obrazuje primarne jone, onda efektom udarne jonizacije nastaje ogromno povećanje broja jona. Taj proces



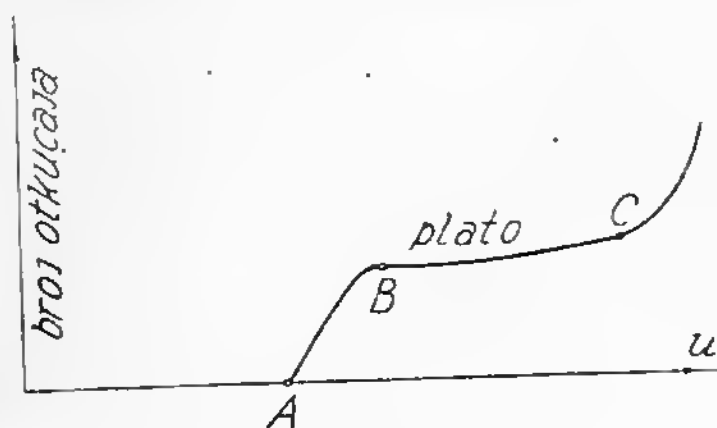
Sl. 6-1

obrazovanja jona udarnom jonizacijom proširi se na celu dužinu cevi tako da se u njoj obrazuje „jonska lavina“. Negativne jone ovde predstavljaju elektroni, koji kao čestice neznatne mase odleću velikom brzinom ka centralnoj žici odnosno anodi. Pozitivno naelektrisani molekuli gasa (pozitivni joni) kao čestice veće mase odlaze sa manjom brzinom prema cilindričnoj katodi. Usled razlike u brzinama jona javiće se pozitivno prostorno naelektrisanje (videti II knjigu, § 55) u blizini anode. Ovo pozitivno naelektrisanje umanjuje električno polje anode i time suzbija efekt udarne jonizacije, što kao posledicu daje „gašenje“ odnosno prigušivanje brojača. Sigurno prigušivanje je veoma važno za dobar rad G-M-brojača, koji, kao što je rečeno, naginje ka produženju pražnjenja. Primeše poliatomskih molekula organskih para poboljšava efekt prigušivanja, na osnovu različitog potencijala jonizacije (videti § 38), pa se zato i dodaju gasu brojačke cevi. No ovi molekuli se razlažu pri radu brojača, pa se time režim rada brojača menja, što je takode nepodesno. U poslednje vreme se dodaju halogeni u gasovitom stanju, koji imaju slično dejstvo prigušivanja ali se manje razlažu u toku rada, pa je brojač vremen-ski stabilniji.

Ukoliko je prigušivanje bolje, električna pulsacija traje kraće, a time se vreme za koje je brojač nesposoban da primi sledeću česticu („mrtvo vreme“) skraćuje, a pouzdanost brojača poboljšava. Zato je za dobre brojače neophodno brzo „gašenje“ odnosno malo „mrtvo vreme“. Iz tih razloga se kod G-M-brojača koristi, pored opisanog unutrašnjeg efekta prigušivanja, i spoljašnje prigušivanje. To se postiže upotrebom visoke otpornosti R , zbog koje napon na elektrodama opadne kad kroz brojač poteče struja. U nekim slučajevima se koristi i posebno prigušivanje pomoću specijalno podešenih kola elektronskih cevi. Ta kola imaju zadatak da čim nastane pražnjenje u brojačkoj cevi smanje u velikoj meri napon na elektrodama, čime potpuno isključe efekt udarne jonizacije, pa se brojač sigurno „gasi“.

Smatra se da tendencija ka produženju pražnjenja G-M-brojača dolazi i usled pojave tzv. sekundarnih elektrona. Pozitivni joni, koji velikom energijom udaraju o zid metalne obloge, u stanju su da iz metala izbiju elektrone, koji usled električnog polja dobivaju velike brzine kojom u zoni centralne žice mogu da obrazuju jone i time produže proces pražnjenja.

Veoma podesna okolnost G-M-brojača je što u oblasti V (sl. 3-3), u kojoj on radi, postoji skoro horizontalni deo krive. Ako se pri konstantnom intenzitetu radioaktivnog zračenja posmatra broj otkucaja brojača u zavisnosti od napona



Sl. 6-2

na elektrodama, dobiva se grafikon predstavljen na sl. 6-2. Ako se napon povećava od nule do polaznog potencijala (tačka A na grafikonu), neće biti otkucaja jer ne postoji mogućnost udarne jonizacije, a primarni broj jona je toliko mali da pod okolnostima pod kojima radi G-M-brojač ne mogu da dodu do izraza. Od tačke A broj otkucaja raste sa naponom do tačke B, koja se naziva Geigerov prag. Od ove tačke kriva dobiva vrlo blag nagib — skoro horizontalni deo — koji

se naziva „plato“ brojača. U tački C nastaje prelaz u oblast VI, tj. brojač se više ne „gasi“, pa brojanje nije više moguće. Plato brojača uslovljava da je broj otkucaja brojača vrlo malo zavisn od napona izvora. Ako se radni napon brojača izabere negde oko sredine platoa, onda manje varijacije napona izvora neće mnogo uticati na rad brojača, što predstavlja veoma povoljnu okolnost. Ukoliko je plato bliži horizontali, utoliko je kvalitet brojača bolji, pa se raznim postupcima podešava

da ovaj deo krive bude što manjeg nagiba. Naravno da bi idealan slučaj bio ako bi se postigao potpuno horizontalni deo krive, ali je to u praksi teško postići. Geigerov brojač, dakle, pri običnim uslovima rada ne zahteva strogo konstantan napon, što predstavlja veliku prednost prema brojačkoj komori i proporcionalnom brojaču. Zbog opasnosti od produženja pražnjenja povoljnije je da se radni napon bira ispod sredine platoa. Radni napon G-M-brojača kreće se obično od 400 do 1 000 V, a nekad i do 10 000 V.

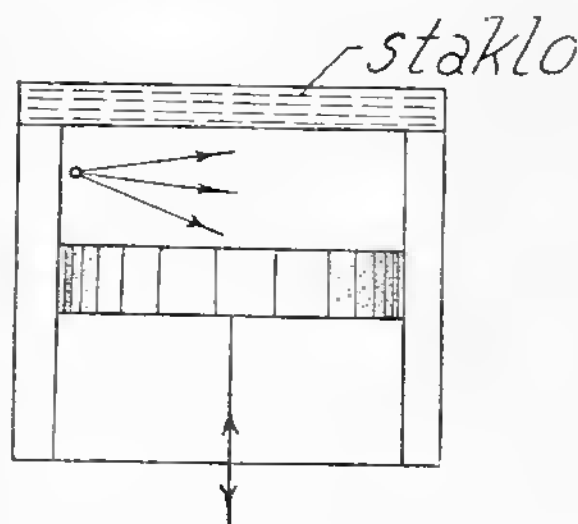
Geiger-Müllerov brojač uglavnom služi za detekciju i grublja brojanja γ -, X- i β -zraka. Za brojanje α -čestica i protona potrebni su „prozori” kroz koje mogu proći ove čestice ili se pak izvor zračenja stavlja u unutrašnjost cevi. U odnosu na ostale vrste brojača, G-M-brojači imaju srazmerno veliko „mrtvo vreme”, pa nisu podesni za zračenja koja daju više od 5 000 otkucaja u sekundu.

§ 7. Maglena komora

Rad maglene komore se u osnovi zasniva na jonizujućem dejstvu radioaktivnog zračenja na gasove, ali su princip rada i mogućnosti koje ona pruža sasvim različite od onih kod jonizacionih komora i brojača. Maglena komora pruža mogućnost posmatranja putanje jedne naelektrisane čestice radioaktivnog zračenja. Ovu mogućnost je prvi ustanovio C. T. R. Wilson 1911. godine, pa se zato maglena komora često naziva Wilsonova maglena komora ili jednostavno Wilsonova komora.

Neka se neki gas nalazi na određenoj temperaturi i pri tom je u njemu uspostavljen napon zasićene pare neke tečnosti. Ako se temperatura gasa naglo smanji, onda će i napon pare opasti a gas će postati presićen parom ako u njemu nema čestica prašine, oko kojih bi otpočela kondenzacija pare, odnosno oko kojih bi se kondenzovao višak pare. Nađu li se u takvom gasu joni, oni će poslužiti kao jezgra oko kojih će otpočeti kondenzacija pare. Znači, oko jona će se tada obrazovati čestice tečnosti koje će lebdeći u gasu kao magla. Neka kroz takav gas presićen parom prođe, recimo, jedna α -čestica. Ona će na svom putu obrazovati veliki broj jona, oko kojih će nastati kondenzacija. Neposredno posle prolaska čestice obrazovaće se magla na putu kuda je ona prošla. Tako će α -čestica ostaviti magleni trag za sobom, koji se može videti i golim okom. Iako α -česticu ne možemo videti zbog njenih veoma malih dimenzija, ipak nam ova pojava omogućuje da vidimo trag kuda je ona prošla. Sličnu pojavu vidimo često na vedrom nebu kada avion leti na velikim visinama. Ako je u slojevima atmosfere kroz koje leti avion vazduh presićen vodenom parom, avion će za sobom ostaviti lep beo trag magle. Zamislimo sada da avion leti na toliko velikim visinama da ga okom ne možemo videti, ali zato vidimo ovaj trag i možemo znati put kojim je avion prošao. Na sličan način vidimo trag α - ili koje druge čestice u maglenoj komori.

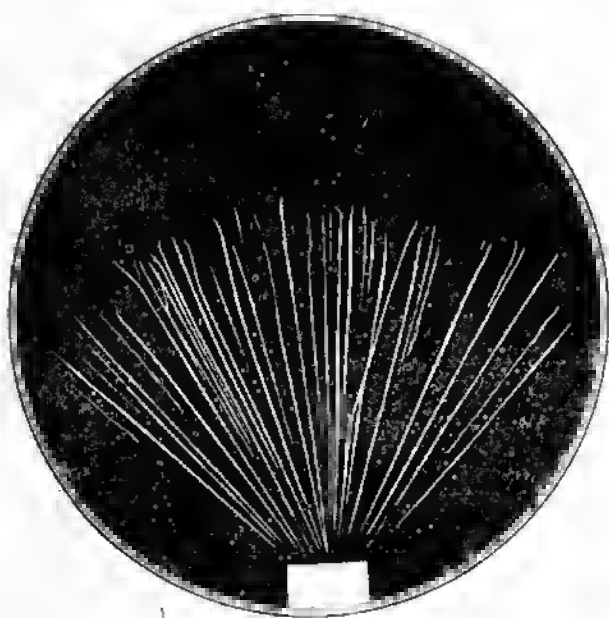
Princip i konstrukcija maglene komore prikazani su na sl. 7-1. Cilindar sa klipom ima gornji zid od stakla. Klip se može dejstvom nekog mehanizma naglo spustiti naniže, pri čemu se izvrši adijabatska ekspanzija gasa, a pri tom se temperatura gasa naglo snizi. U prostoru iznad klipa na bočnim zidovima cilindra nalazi se traka od neke tkanine natopljene tečnošću, recimo vodom. Ako klip stoji u gornjem položaju neko vreme, uspostaviće se u gasu zasićena para. Pošto je gas



Sl. 7-1

iznad klipa slobodan od prašine, pri pomenutoj adijabatskoj ekspanziji obrezovaće se iznad klipa prostor presićen vodenom parom, u kome sada čestice radioaktivnog zračenja mogu da ostave svoj trag. Za to vreme se kroz bočni otvor na cilindru propušta jaka svetlost, pa se kroz gornji stakleni zid komore može lepo videti golim okom put kojim je čestica prošla kao beli magleni trag na crnoj osnovi (unutrašnjost komore je crno obojena).

Izvor α -čestica se može staviti u unutrašnjost komore na bočnom zidu iznad klipa. Tada čestice sa tog mesta polaze divergentno i njihovi tragovi se mogu videti neposredno posle ekspanzije. Da joni, koje su obrazovale α -čestice u toku dužeg perioda vremena pre ekspanzije, ne bi ometali obrazovanje tragova, moraju se odstraniti. To se jednostavno vrši uspostavljanjem električnog polja u unutrašnjosti komore. Na jednom izolovanom prstenu u blizini bočnih zidova komore stavi se napon od nekoliko stotina volta u odnosu na ostale metalne delove komore. Tada ovaj prsten služi kao zbirna elektroda za jone jednog znaka, dok metalni zidovi unutrašnjosti komore predstavljaju zbirne elektrode za jone suprotnog znaka. Tako se obrazovani joni stalno sabiraju da ne bi ometali obrazovanje traga onih čestica koje prođu kroz komoru u trenutku ekspanzije ili neposredno pre ili



Sl. 7-2

posle nje. Kada se klip vrati u početni položaj, onda se već za nekoliko sekunda uspostavlja napon zasićene pare i komora je spremna za sledeću ekspanziju. Tragovi se mogu snimiti i fotografskim aparatom, pri čemu se obično vrši stereoskopsko snimanje sa dva objektiva pod izvesnim uglom, tako da se dobiva prostorna slika, koja se kasnije može proučavati i na istoj izvršiti merenje. Na slici 7-2 prikazana je fotografija tragova α -čestica koje polaze divergentno sa radioaktivnog tela pri dnu slike, koje je bilo smešteno na unutrašnjem bočnom zidu komore.

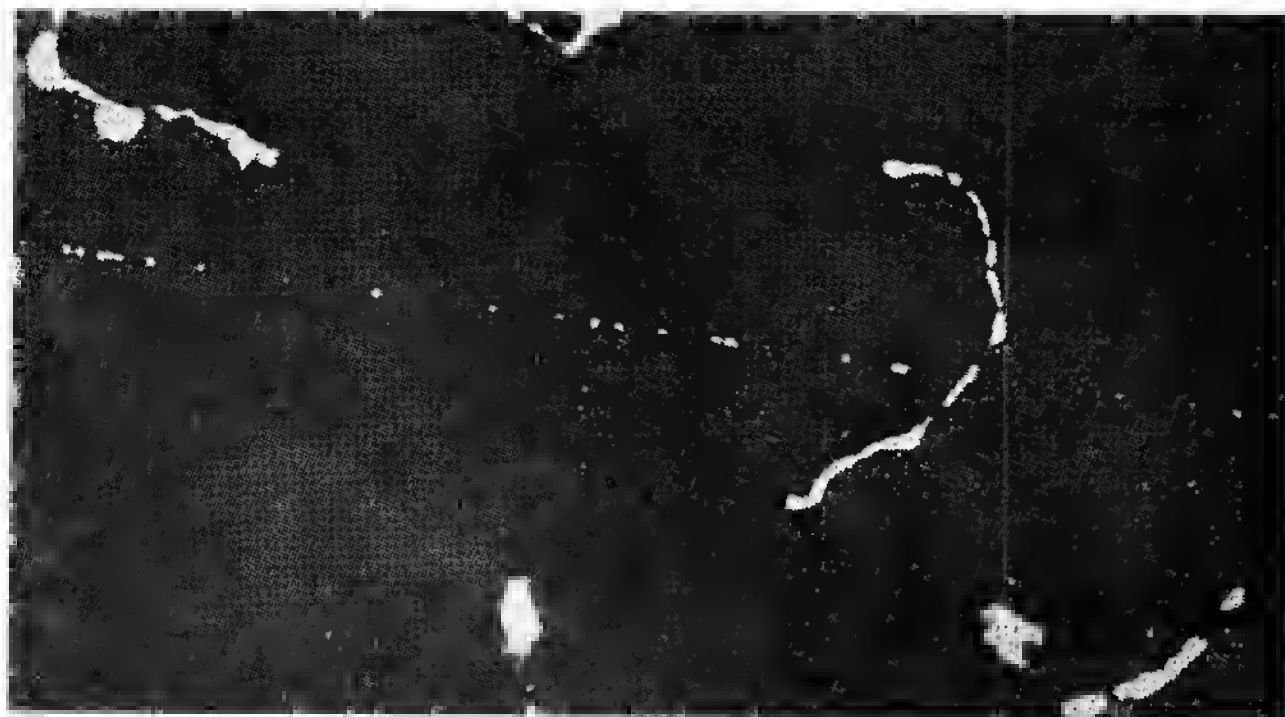
Ovakvi snimci predstavljaju realnu sliku atomskih pojava, koja pruža znatno veće mogućnosti u atomskoj fizici nego ranije opisane jonizacione komore i bro-

jači. Sa fotografije se, na primer, jasno vidi da putanja ima pravolinijski oblik i tek na kraju čestice više ili manje skreću, što se objašnjava interakcijom čestice sa molekulima gasa u komori. Iz slike se onda zaključuje da do interakcije dolazi tek kad čestica izgubi najveći deo svoje energije. Ako se kroz komoru postavi magnetsko polje upravno na ravan klipa, onda su putanje čestica krive linije koje podležu zakonima kretanja naelektrisanih čestica u magnetskom polju iznetim u II knjizi, § 77.

Alfa-čestice i protoni obrazuju veliki broj parova jona na svom putu kroz gas, pa su njihovi tragovi intenzivne bele linije. Elektroni odnosno β -čestice jonizuju gas u mnogo manjoj meri, te je intenzitet njihovih tragova mnogo slabiji (sl. 7-3). Elektroni imaju mnogo manju masu, pa u velikoj meri skreću sa svog pravca pri interakciji sa molekulima gasa. Zato su njihove putanje jako iskrivljene linije, sem ako elektroni nemaju veoma velike energije — kada i oni imaju približno pravolinijsku putanju. Gama- i X-zraci ostavljaju tragove u maglenoj komori samo posrednim putem, pošto na svom putu kroz gas oslobađaju brze elektrone koji ostavljaju tragove. Iz svega ovoga se vidi da maglena komora pruža velike mogućnosti za ispitivanje atomskih pojava. Te mogućnosti su mnogo konkretnije od

ostalih, pa se može reći da je atomska fizika dobila karakter konkretne nauke zahvaljujući i maglenoj komori.

Za gas u komori se obično uzima vazduh, a rede argon ili koji drugi gas. Zasićenje se može izvršiti vodenom parom, mada se danas više upotrebljava etil-ili propil-alkohol, a često i smeša alkohola i vode. Alkohol daje bolje tragove i zahteva manju ekspanziju. Dok je za vodenu paru potrebno povećanje zapremine gasa u odnosu 1,25, dotle je za alkohol dovoljno 1,1.



Sl. 7-3

Velika upotreba ove komore dovela je do različitih konstrukcija. Tako se ekspanzija može proizvesti obrazovanjem vakuuma ispod klipa. Može se koristiti i elektromagnetska sila, koja je veoma podesna pri automatskoj ekspanziji. Klip se može zameniti elastičnom membranom itd.

Maglena komora ima tu nezgodu što registruje tragove samo u jednom relativno kratkom intervalu vremena, a do iduće registracije je neophodan duži interval. Zbog toga se za razna ispitivanja mora načiniti veoma veliki broj snimaka kako bi se prema zakonu verovatnoće dobio i jedan željeni snimak pojave koja se ne događa često. Iz ovih razloga su konstruisani i razni drugi oblici komore. Tako je, na primer, za snimanje kosmičkog zračenja maglena komora kombinovana sa dva G-M-brojača, koji su postavljeni s jedne i druge strane komore na pravoj koja prolazi kroz gasni prostor u komori. Ako čestica kosmičkog zračenja prođe duž pomenute prave, ona će proći kroz oba brojača i komoru. Uređaj je tako podešen da ako oba brojača daju istovremeno električnu pulsaciju, komora automatski istog trenutka izvrši ekspanziju, a foto-aparat izvrši snimanje putanje čestice.

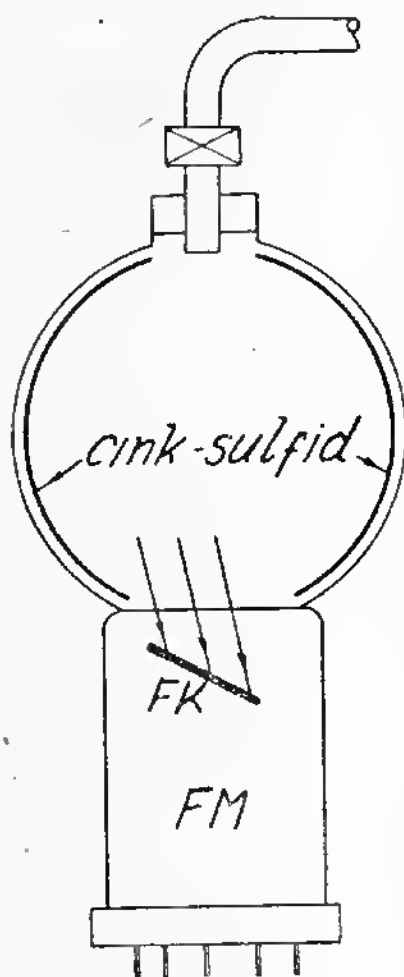
Permanentne komore. — Maglena komora daje tragove samo u momentu ekspanzije. Zato je teško sa njom posmatrati statistički rasporedene procese koji se retko dešavaju. U takvim slučajevima se koristi permanentna komora, koja je sposobna u svako vreme da daje tragove. To se postiže na taj način što se dve naspramne površine komore drže na različitim temperaturama. Obično jedna površina ima temperaturu -70°C , a druga $+30^{\circ}\text{C}$, a između njih je gas. Sa jedne natopljene tkanine na toploj površini isparava neka tečnost i difuzijom se para kreće ka hladnoj površini, gde se kondenzuje. Pošto zasiti prostor blizu tople površine, para difuzijom prelazi u gas sa sve nižom temperaturom, pa se tako u jednoj

oblasti među površinama obrazuje presićen prostor koji se permanentno održava i može u svakom trenutku da pokaže magleni trag čestice koja prođe kroz tu oblast. Često se ova vrsta komore naziva i difuziona komora.

Drugi oblik permanentne komore je mehurasta komora, u kojoj se koristi pregrejana tečnost. Ako se tečnost slobodna od prašine lagano zagreva, može se preći temperatura ključanja a da ključanje ne nastupi. Ako kroz takvu pregrejanu tečnost prođe čestica radioaktivnog zračenja, otpočće obrazovanje mehurića pare odnosno ključanje na putu čestice na kome je ista izvršila jonizaciju molekula tečnosti. Tada se na podesnoj svetlosti vidi mehurasti trag slično maglenom tragu u Wilsonovoj komori. I ova komora je spremna da u svakom trenutku pokaže trag, a koristi se obično za jako prodorna zračenja koja bi inače u gasu imala veoma dugu putanju. Tečnost ima veću gustinu, pa je trag mnogo kraći i može se celom dužinom videti u komori.

§ 8. Scintilacioni brojači

Još u vreme otkrića radioaktivnosti bila je poznata činjenica da katodni i X-zraci mogu proizvesti luminescenciju na nekim supstancijama kao što su cink-sulfid, barijumplatincijanid i dijamant. Još prvih godina ovog stoleća ustanovljeno je da i α -čestice izazivaju luminescenciju na ovim supstancijama. Ubrzo je ustanovljena i činjenica da kada se pomenute supstancije, koje svetle pod dejstvom α -čestica, posmatraju pod mikroskopom, vide se svetlućanja koja su nazvana scintilacijama. Isto tako je konstatovano da svaka α -čestica koja udari u luminescentnu supstanciju izaziva kratkotrajno svetlućanje, koje se pod mikroskopom vidi kao tačka koja u jednom trenutku zasvetli i odmah se ugasi. Ako veći broj α -čestica pada na scintilator, onda se polje pod mikroskopom vidi kao deo neba na kome bi zvezde kratkotrajno svetlucale.



Sl. 8-1

Ovakav scintilator sa mikroskopom nazivao se tada scintiloskop i služio je kao prvi brojač α -čestica. Brojanje je vršeno okom, što je bilo vrlo zamorno i nesigurno. Međutim, usavršavanjem elektronike i fotoćelija danas postoje uređaji koji sigurno automatski broje ovakve scintilacije. Ovakvi uređaji koji broje scintilacije nazivaju se scintilacioni brojači. Naravno da danas postoje scintilacioni brojači koji broje skoro sve vrste čestica.

Kvalitetni scintilacioni brojači su se pojavili tridesetih godina ovog stoleća kada su usavršene tzv. fotomultiplikatorske cevi. To je kombinacija fotoćelije i elektronskih cevi sa sekundarnom emisijom elektrona. Fotomultiplikatorska cev, ili jednostavno fotomultiplikator (videti § 16),

prima slabe pulsacije svetlosti, prevodi ih u električne pulsacije i ujedno pojačava u velikoj meri. Tako se slaba i kratkotrajna svetlućanja scintilatora prevode u električne pulsacije dovoljne jačine da mogu pokrenuti uređaje za brojanje.

Za merenje vrlo malih količina gasovitih radioaktivnih supstancija služi scintilacioni brojač predstavljen na sl. 8-1. Stakleni balon je sa unutrašnje strane prevučen slojem luminescentne materije, na primer cink-sulfidom. Sa spo-

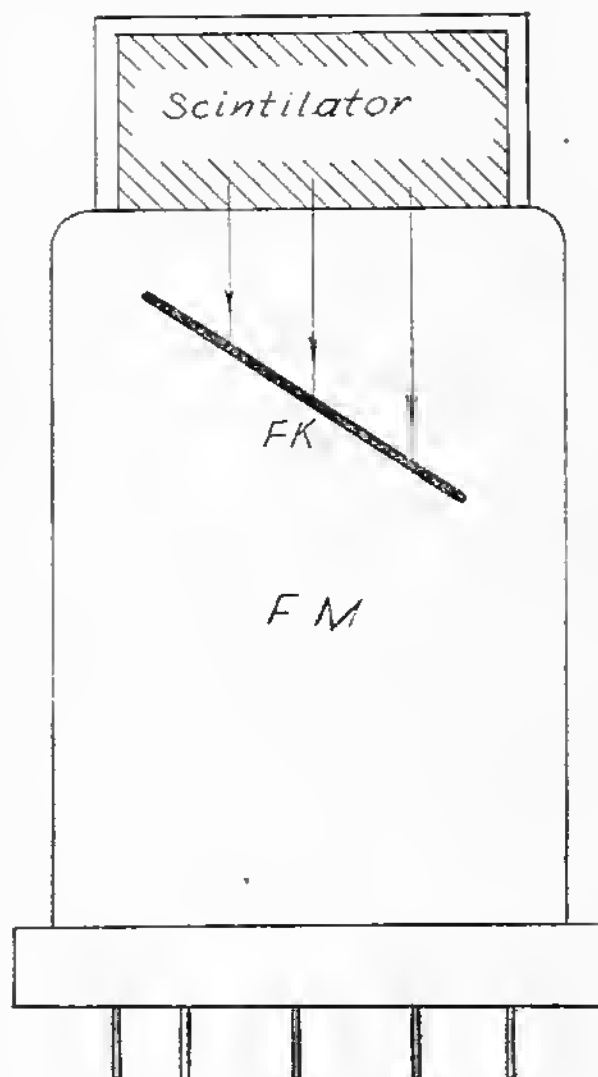
ljašne strane balon je prevučen neprozračnim slojem laka kako svetlost spolja ne bi ulazila u balon. Ravno dno balona nije prevučeno ni spolja ni iznutra, tj. ono je od čistog prozračnog stakla. Dno balona se naslanja na fotomultiplikatorsku cev *FM*. U balon se ubaci mala količina radioaktivne supstancije koja se meri, recimo neka je to radon. Radioaktivnom transformacijom atomi radona otpuštaju α -čestice, koje udaraju o unutrašnji sloj cinkosulfida i izazivaju scintilacije. Svetlost od svake pojedinačne scintilacije prolazi kroz prozračno dno balona i pada na fotokatuđu *FK* fotomultiplikatorske cevi. Pod dejstvom scintilacije fotokatoda emituje izvestan broj elektrona. Efektom sekundarne emisije taj broj elektrona pojačava se više puta, tako da se po izlasku iz fotomultiplikatorske cevi dobije električni impuls dovoljne jačine za dalje automatsko brojanje. Na taj način se svaka scintilacija izbroji, a time se broje i α -čestice odnosno dezintegracije atoma radona. Kako je broj dezintegracija atoma radona u jedinici vremena srazmeran količini radona u balonu, na ovaj način se može brojanjem α -čestica odrediti količina radona u balonu.

Ovakav brojač omogućuje merenje i najmanjih količina radioaktivnih supstancija.

Veliki napredak u konstrukciji scintilacionih brojača je učinjen 1947. god. kada je ustanovljeno da prozračni kristali nekih organskih materija, kao što je, na primer, naftalin, daju slabe bleske svetlosti kad kroz njih prođu fotoni γ -zraka. Pored naftalina, ovakve osobine pokazuju i drugi organski ili neorganski kristali. Među najpodesnije spadaju: antracen i natrijumjodid sa primesama talijuma. Nešto kasnije je ustanovljeno da slične osobine imaju i neki tečni rastvori, kao što su, na primer, rastvori difeniloksazola ili terfenila u toluolu ili ksilolu. Neki od ovih rastvora mogu se procesom polimerizacije prevesti u prozračne plastične mase, koje se mogu graditi u proizvoljnim veličinama. Najzad od 1954. god. ustanovljeno je da i inertni gasovi (argon, kripton i ksenon) mogu da služe kao scintilatori.

Na sličan način se jedan od pomenutih prozračnih scintilatora stavlja u blizinu fotokatode fotomultiplikatorske cevi (sl. 8-2). Spolja se scintilator oblaže aluminijumskom folijom, koja reflektuje svetlost scintilacije kako bi se što više svetlosti uhacilo u fotomultiplikator odnosno da bi dejstvo scintilacije bilo efikasnije. Fotomultiplikator tada daje za svaku scintilaciju jedan električni impuls kao i u prethodnom slučaju.

Ovakvi scintilacioni brojači za γ -zrake su u poslednje vreme ušli veoma mnogo u upotrebu jer imaju znatno bolje karakteristike od Geiger-Müllerovih brojača. Dok G-M-brojač registruje samo 1% od ukupnog broja fotona γ -zraka koji kroz njega prođu, dotle scintilacioni brojač registruje više od 50%. Pomenuti tečni scintilatori i oni od plastične mase mogu imati vrlo velike dimenzije, a time i vrlo veliku efikasnost. Tako se, na primer, za merenje radioaktivnosti čovečjeg organizma koristi čitava kabina od scintilatora u koju ulazi osoba čija se radioaktivnost meri. Vreme trajanja svetlosti jedne



Sl. 8-2

scintilacije je vrlo kratko, kod nekih scintilatora svega nekoliko milijarditih delova sekunda, što je veoma povoljno za brojanje čestica kada one slede brzo jedna za drugom odnosno kada daju veliki broj otkucaja u sekundu. Scintilacioni brojači imaju, prema tome, malo mrtvo vreme, pa je i brojanje tačnije i podesnije. Stoga ovi brojači imaju veliku pouzdanost i koriste se za precizna kvantitativna merenja, naročito za γ -zrake.

Pri podesno izabranim scintilatorima kod scintilacionih brojača postoji i mogućnost koju imaju proporcionalni brojači, tj. intenzitet svetlosti pri jednoj scintilaciji je srazmeran energiji čestice. Ta srazmernost se pomoću fotomultiplikatora prenosi i na električne impulse koji se podesno mere i klasiraju elektronskim uređajima, o kojima će biti reči u sledećem paragrafu. Na taj način se dobivaju i energetski spektri čestica radioaktivnog zračenja.

U scintilatore se često dodaju i primese drugih tela koja na osnovu pojave fluorescencije prevode svetlost manje talasne dužine u svetlost veće talasne dužine. Naime, neki scintilatori koji imaju dobre karakteristike daju svetlost i suviše male talasne dužine, koje su nepodesne za rad fotomultiplikatora. Tada se, biranjem podesne primese, scintilacije prevode u one talasne dužine koje najbolje odgovaraju fotomultiplikatorskoj cevi.

§ 9. Elektronski uređaji za brojanje i analizu električnih impulsa brojača

Kao što je izneto u prethodnim paragrafima, sve vrste brojača daju električne pulsacije, koje mogu biti i proporcionalne energiji čestice i koje je potrebno brojati i analizirati. Zahvaljujući velikoj važnosti i upotrebi brojača u poslednje vreme je usavršeno više elektronskih uređaja za ove svrhe. Navešćemo kao najvažnije: skaler, diskriminator, analizator i integrator. Ovde će biti ukratko izneta samo njihova svrha, bez detaljnijeg ulaženja u njihovu konstrukciju i način rada.

Skaler. — Ako električne pulsacije koje dolaze iz brojača ne slede brzo jedna drugoj, mogu se brojati jednostavno mehaničkim brojačem. Električna pulsacija se propušta kroz elektromagnet, koji tada privuče kotvu i ujedno okrene cifrenik za jednu cifru. Međutim, mehanički pokretni delovi imaju inerciju, i opisani proces pokretanja cifrenika ne može se vršiti brzo. Za ovo je obično potrebno oko 1/10 sekunda. To znači da kada u mehanički brojač dode jedan impuls, on je tada za sledeći interval od 0,1 s nesposoban da primi sledeći impuls ili, drugim rečima, njegovo „mrtvo vreme“ iznosi 0,1 s. Mrtvo vreme za brojačke cevi i scintilacione brojače obično je mnogo manje i kreće se od 10^{-4} do 10^{-9} s.

Čestice radioaktivnog zračenja dolaze u brojač po statističkoj vremenskoj raspodeli, slično kišnim kapima kada udaraju o prozorsko okno ili tle. To znači da se može desiti, prema zakonima verovatnoće, da čestice nekad slede vrlo brzo jedna za drugom iako njihov prosečan broj u jedinici vremena ne mora biti veliki. S druge strane, obično se traži od brojača da broji veliki broj čestica u jediničnom intervalu vremena. U oba slučaja mehanički brojač bi veoma ometao merenje, pa bi čak pri velikom broju čestica brojanje bilo i nemoguće, iako brojačke cevi i scintilacioni brojači daju mnogo bolje mogućnosti. Iz tih razloga su konstruisani elektronski uređaji — *skaleri* — koji brojanje vrše elektronski, bez pokretnih mehaničkih delova, pa je time omogućeno brojanje sa mrtvim vremenom koje dostiže mrtvo vreme scintilacionih brojača.

U skaleru se brojanje vrši podesnom spregom dveju ili više elektronskih cevi. Jedan par elektronskih cevi može se tako spregnuti da kada jedna cev propušta struju, obrazuje veliki negativan potencijal mrežice druge cevi, tako da se

u njoj prekine prolaz elektrona odnosno prekine struja u anodnom kolu. Obratno, pak, kada druga cev propušta struju, prva je „ukočena” (blokirana). Električni impuls iz brojačke cevi se dovodi na mrežice obeju cevi. Električni impuls uključi za kratko vreme onu cev koja je „ukočena”, a ova preko sprege isključuje drugu cev za jedan trenutak kasnije pošto se električna pulsacija iz brojača već završila. Svaki sledeći električni impuls „pali” naizmenično čas jednu, čas drugu cev i tako se proces nastavlja. U anodno kolo jedne elektronske cevi uključen je mehanički brojač, na kome će se cifrenik pokrenuti za jednu cifru kad god se ova cev „upali”. U anodno kolo druge cevi priključena je mala signalna gasna sijalica, koja se pali kad u anodnom kolu ove cevi teče struja. Na taj način će u mehanički brojač doći svaki drugi električni impuls jer je mehanički brojač uključen u kolo samo jedne od dveju spregnutih cevi. Broj električnih pulsacija se tada dobiva kad se cifra koju pokazuje mehanički brojač pomnoži sa dva i eventualno doda jedan ako je upaljena pomenuta signalna gasna sijalica.

Na ovaj način se broj pulsacija koje dolaze u mehanički brojač smanjuje na polovinu, a eventualni dolazak dva impulsa koji brzo slede jedan drugom primaju elektronske cevi, koje rade praktički bez inercije i u mogućnosti su da ih registruju. Međutim, i opisana sprema je nedovoljna, pa se uzimaju kombinacije većeg broja parova spregnutih cevi. Umesto da električni impuls iz anodnog kola jedne elektronske spregnute cevi ide u mehanički brojač, on se dovodi na mrežice drugog spregnutog para cevi. Mehanički brojač se tada priključuje na jednu cev drugog para. U tom slučaju svaka četvrta pulsacija dolazi u mehanički brojač, a upaljena signalna sijalica drugog para označuje dva impulsa. Ako se uzmu tri para spregnutih cevi, onda u mehanički brojač dolazi svaki osmi impuls, a upaljena signalna sijalica trećeg para označuje 4 impulsa itd.

Neka, na primer, skaler sadrži 4 para spregnutih cevi. Ukupni broj impulsa se onda dobiva ako se broj koji pokazuje cifrenik mehaničkog brojača pomnoži sa 16 i ovome doda zbir vrednosti koje daju upaljene signalne sijalice, uzimajući u obzir da upaljena sijalica prvog para cevi označuje jedan impuls sijalica drugog para 2, trećeg para 4 i četvrtog para 8 impulsa.

Podesno kombinovanom spregom opisanih parova elektronskih cevi mogu se dobiti i dekadni odnosi. U tom slučaju su signalne sijalice grupisane po 10 u jednu dekadu. U mehanički brojač dolazi svaki 10-ti, 100-ti, 1000-ti itd. impuls, prema tome sa koliko dekada raspolaže skaler. Ukupni broj električnih pulsacija se tada dobiva kad se broj koji pokazuje cifrenik mehaničkog broja pomnoži sa 10, 100, 1000 itd. i ovom broju doda jednostavno vrednost zbira cifara pored upaljenih sijalica, vodeći računa u kojoj dekadi se nalaze.

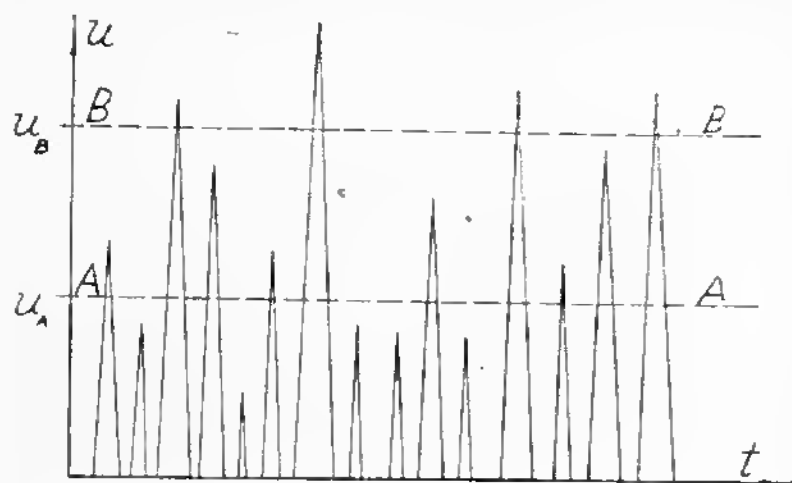
Umesto signalnih sijalica danas se češće upotrebljavaju tzv. „dekatroni”. To su male katodne cevi sa fluorescentnim zastorom na kome su označene podele od 1 do 10. Uzima se toliko dekatrona koliko skaler ima dekada. Skretne pločice elektronskog mlaza u katodnoj cevi povezane su sa odgovarajućim dekadama spregnutih cevi tako da se mlaz pomera za jednu cifru na fluorescentnom zastoru kad god bi se u prethodnom slučaju palila sledeća gasna signalna sijalica u dekadi. Tada se ukupni broj električnih pulsacija dobiva množenjem broja na cifreniku mehaničkog brojača sa 10, 100, 1000... i dodavanjem zbira cifara na kojima stoji katodni zrak.

Tehnika gradjenja skalera je u poslednje vreme usavršena tako da se konstruišu i brzi skaleri koji mogu da broje u ravnomernoj raspodeli i preko 10^9 impulsa u sekundu. Time je mrtvo vreme uređaja za brojanje svedeno ispod mrtvog vremena brojačke cevi ili scintilacionog brojača.

Diskriminator. — U slučajevima kada se koriste proporcionalni brojači javlja se potreba za izdvajanjem dobivenih električnih pulsacija prema njihovim inten-

zitetima. Na taj način se mogu izdvojiti električne pulsacije koje potiču od raznih vrsta čestica i tako izdvojene brojati. Za ovu svrhu služi elektronski uređaj koji se naziva **d i s k r i m i n a t o r**.

Diskriminator predstavlja podesnu kombinaciju elektronskih cevi kroz koju se propuštaju električne pulsacije koje dolaze iz brojačkih cevi. Ako električne pulsacije zbog različitih čestica imaju različite jačine odnosno različite napone, kao što je pokazano na grafikonu sl. 9-1, može se podesiti da diskriminator ne



Sl. 9-1

propušta impulse čija je veličina ispod prave $A-A$. Recimo da se mrežica elektronske cevi drži na negativnom potencijalu koji odgovara pozitivnom potencijalu U_A ; onda kroz cev neće proći impulsi čiji je napon na vrhu manji od U_A . Na taj način se može podesiti da diskriminator ne propušta impulse β -čestice ako se broje α -čestice. Tada u uređaj za brojanje koji je vezan posle diskriminatora dolaze samo električne pulsacije koje potiču od α -čestice.

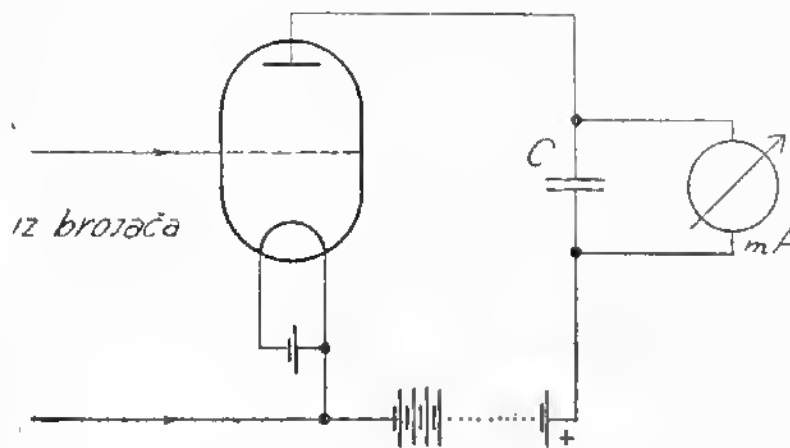
Medutim, u brojačke cevi dospevaju, recimo, čestice kosmičkog zračenja koje imaju mnogo veću energiju od α -čestica, pa su i njihovi električni impulsi veći. Da ne bi čestice kosmičkog zračenja ometale brojanje α -čestica, treba i njih otkloniti. Tada se u diskriminator stavlja još jedna elektronska cev kao ograničivač. Ako se žele da isključe iz brojanja električni impulsi koji su veći, recimo, od nivoa $B-B$, onda se negativni potencijal mrežice bira u veličini U_B . Tada ta cev biva aktivisana samo impulsima koji su veći od U_B . Anodno kolo ove cevi je tako podešeno da kada kroz njega poteče struja, sprečava prolaz impulsa ka uređaju za brojanje. Na taj način diskriminator propušta samo električne impulse čiji se vrhovi napona nalaze između nivoa $A-A$ i $B-B$. Taj interval U_A-U_B može se podesiti po želji, a može se načiniti i vrlo uskim. Na ovaj način se diskriminatorom mogu izdvojeno brojati čestice samo željenog intervala energije. U ponovljenom merenju može se uzeti drugi interval i tako dobiti čitav spektar radioaktivnog zračenja.

Analizator. — Nekad je potrebno dobivanje spektra radioaktivnog zračenja sa vrlo mnogo opsega odnosno intervala opisanih u prethodnom stavu. Taj broj intervala se kreće nekad i do 200, pa bi merenje trebalo toliko puta ponavljati, a kod nekih procesa je ponavljanje i nemoguće. Da bi se sva merenja mogla odjednom izvesti, grade se složeni elektronski uređaji koji se nazivaju **a n a l i z a t o r i**. U principu bi se analizator mogao predstaviti sastavljenim iz većeg broja diskriminatora opisanih u prethodnom stavu. Celo područje električnih impulsa se po naponu izdela na željeni broj intervala koji se graniče jedan sa drugim. Tada se za usvojeni broj intervala uzme isti toliki broj diskriminatora i njihovi intervali propuštanja podeše na željeni način. Na svaki diskriminator se priključi po jedan opisani uređaj za brojanje. Proporcionalni brojač se izloži zračenju koje se analizira, pa se na cifreniku uređaja za brojanje dobivaju brojevi otkućaja posebno za svaki interval. Ovakav uređaj, međutim, bio bi vrlo glomazan i složen ako se radi o velikom broju intervala. Tako bismo, na primer, morali imati 200 uređaja za brojanje, ako želimo da imamo toliko intervala. U ovakvim slučajevima se konstruišu analizatori na principu **e l e k t r o n s k o g „p a m ć e n j a”**. Ovakva vrsta analizatora primi sve impulse u jednom intervalu vremena, koji može da bude i vrlo kratak. Svi električni impulsi se prevode u stojeće talase koji se zadr-

žavaju duže vreme na podesnom materijalu. Time se na neki način održava „snimak” svih impulsa uz klasifikaciju po pomenutim intervalima, odakle se mogu izbrojati na ekranu katodne cevi. Ovaj analizator, prema tome, ne zahteva poseban uređaj za brojanje za svaki interval već samo jednu katodnu cev, na čijem se ekranu, zahvaljujući zadržavanju („pamćenju”) primljenih impulsa, može pročitati broj primljenih impulsa za svaki interval.

Integrator. — I ovde se radi o elektronskom uređaju koji može električne impulse predstavljene na sl. 9-1 da prevede u stalnu struju čiji je intenzitet srazmeran broju impulsa i njihovoj veličini. U uprošćenom obliku princip integratora je predstavljen na sl. 9-2.

Električne pulsacije iz brojača dovode se na mrežicu elektronske triode. U anodnom kolu ove triode stavljen je miliampermetar, na čijim krajevima je paralelno vezan kondenzator C većeg kapaciteta. Anodna struja triode je u svakom trenutku srazmerna naponu električnog impulsa koji se dovodi na mrežicu. Pulsacije anodne struje svojim najvećim delom ne mogu da prođu kroz miliampermetar, čija je otpornost velika, ali zato one „pune” kondenzator. U vremenu između dve pulsacije kondenzator se prazni pomoću miliampermetra. Na taj način, kroz miliampermetar teče neka skoro stalna struja. Po analogiji bi se kondenzator mogao predstaviti kao sud za vodu u koji se voda ubacuje na mahove, a iz koga voda ističe stalnim mlazom. Ukoliko je broj pulsacija veći i ukoliko su pulsacije većeg napona i trajanja, utoliko napon na krajevima kondenzatora odnosno miliampermetra mora biti veći da bi kroz miliampermetar mogla teći veća struja. Odavde se vidi da struja koju pokazuje miliampermetar predstavlja zbir električnih pulsacija koje pridolaze, te otuda i potiče naziv integratora. Lako se može videti da se integrator može koristiti na različite načine. Ako, recimo, električne pulsacije dolaze iz Geiger-Müllerovog brojača čiji su svi električni impulsi skoro iste veličine, onda je struja integratora srazmerna samo broju pulsacija u jedinici vremena. Ako se, pak, koristi proporcionalni brojač, onda je struja integratora, grubo uzevši, srazmerna ukupnom broju jona koje sve čestice obrazuju u brojačkoj cevi u jedinici vremena. I pulsacije različite veličine se tzv. uobličivačima impulsa mogu prevesti u pulsacije iste veličine i oblika, tako da je i tada struja integratora srazmerna samo broju pulsacija u jedinici vremena.



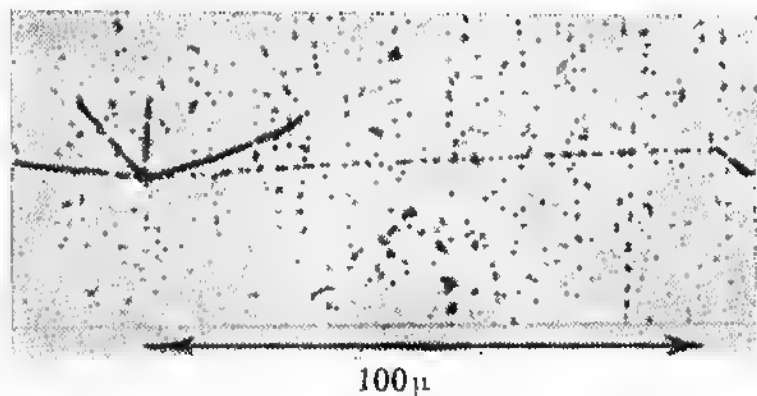
Sl. 9-2

Na kraju treba dodati da su merenja količina radioaktivnih supstancija na osnovu intenziteta zračenja pomoću brojača u velikoj meri otežana „geometrijom” brojača. Razumljivo je da brojač može da prima celokupno zračenje sa radioaktivnog tela samo ako je radioaktivna supstanca u samoj unutrašnjosti brojača. Međutim, kad je izvor van brojačke cevi, onda on prima samo zračenje u prostornom uglu koji zahvataju konture gasa u cevi ili konture scintilatora sa izvorom zračenja. Pri tom postoji i daljna otežavajuća okolnost što krajevi brojačke cevi ili scintilatora imaju drugačiju efikasnost od ostalih delova. Pošto je određivanje „geometrije” brojača i ostalih uslova vrlo složeno, za ovakva merenja se češće upotrebljavaju standardni izvori zračenja koji se stavljaju u određeni geometrijski položaj prema brojaču. Tada se najpre izvrši brojanje otkucaja sa standardom, a zatim se u isti položaj stavlja preparat koji se meri. Iz odnosa dobivenog broja otkucaja i vrednosti standarda dobiva se tražena veličina.

§ 10. Detektovanje naelektrisanih čestica na fotografskoj emulziji

Becquerel je otkrio radioaktivnost pomoću fotografskih ploča, te je odmah bila poznata činjenica da radioaktivno zračenje deluje na fotografsku ploču. Ovo je u početku bilo poznato samo po zacrnjenju fotografske ploče koja je bila izložena dejstvu radioaktivnog zračenja. Međutim, tek 15 godina kasnije je ustanovljeno da α -čestice ostavljaju trag u fotoemulziji slično kao u maglenim ili mehurastim komorama. Na putu koji je prošla α -čestica kroz emulziju nalazi se veliki broj crnih zrna koja se vide pod mikroskopom, na osnovu kojih se može posmatrati putanja jedne α -čestice. No ipak je ovaj metod detektovanja čestica ušao tek nedavno u opštu upotrebu. Povećanjem procenta srebrabromida u odnosu na obične fotoploče dobivene su emulzije koje su mnogo osetljivije za dobivanje tragova naelektrisanih čestica. Danas se na emulzijama mogu dobiti tragovi svih naelektrisanih čestica, pa i elektrona.

Pošto je emulzija čvrsto telo veće gustine, to su i tragovi u njima male dužine. Tako za α -čestice dužina tragova je svega oko 1 mm. Samo čestice visoke energije mogu proizvesti duže tragove u emulzijama. Tragovi se obično posmatraju pomoću binokularnog mikroskopa kako bi se mogli videti u prostoru. Takvi mikroskopi imaju podešene skale kojima se mogu meriti dužine tragova. Na tragovima težih naelektrisanih čestica vide se mnogobrojni talasasti ogranci, koji potiču od elektrona izbačenih prolaskom čestice. Po broju ovih ogranaka i broju crnih zrnaca može se oceniti naelektrisanje i masa čestice, a po dužini traga i njena energija.



Sl. 10-1

Važna prednost fotoemulzije je njena stalna spremnost da registruje čestice. Među mnoštvom tragova, koji se mogu dobiti na istoj ploči, mogu se naći i karakteristični atomski procesi, kao što su interakcije čestica sa atomima emulzije, dezintegracije radioaktivnih atoma ubačenih u emulziju ili stavljenih na nju, pri čemu se mogu videti putanje svih fragmenata dezintegriranog atoma. Isto tako se mogu videti

složeni procesi koji nastaju pod dejstvom kosmičkih zraka visoke energije. Fotoemulzija se može izložiti dejstvu čestica u periodu od više meseci, što daje izvesne povoljne okolnosti za posmatranje i merenje slabih aktivnosti. Važna prednost je takođe i jednostavno rukovanje bez složenijih i skupih uređaja.

U početku su emulzije nanošene samo na staklo ili film, kao i kod obične fotografije. Međutim, danas se izrađuju i u pločicama od same emulzije. Više takvih pločica se može složiti jedna preko druge tako da se dobije deblji sloj emulzije u kojoj se mogu posmatrati kompletni procesi u prostoru. Pločice se razdvajaju samo radi izazivanja, a onda se opet spajaju na isti način radi posmatranja.

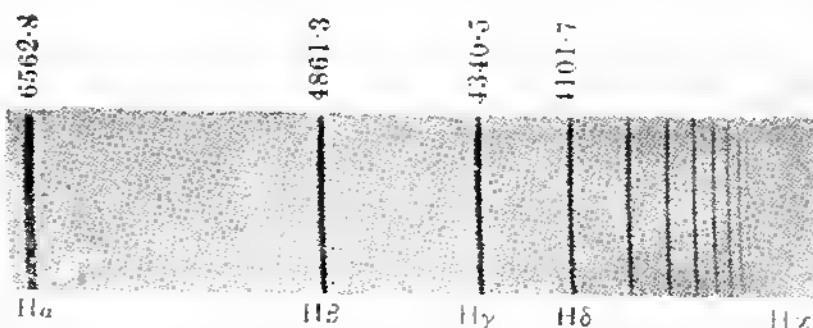
Na slici 10-1 predstavljena je uveličana fotografija tragova na foto-ploči.

KLASIČNO TRETIRANJE SPEKTARA

§ 11. Spektar atoma vodonika. Spektralne serije. Termovi

Još polovinom prošlog stoleća bilo je ustanovljeno da linijski spektri pokazuju karakteristike elementa koji ih emituje. Svaki element je davao karakteristični raspored linija u spektru. Preciznost dobivanja spektara pružala je velike mogućnosti za njihovu analizu. Razumljivo je da je tada mnogo napora bilo uloženo na analizu spektara radi objašnjenja zakonitosti po kojima se linije redaju u spektru. Osamdesetih godina prošlog stoleća bile su upoznate neke zakonitosti redosleda linija u spektru vodonika. S druge strane, u to vreme je porastao interes za analizu spektara. Prema radovima Hertza i Maxwella moglo se predvideti da emisiju svetlosti vrše atomi odnosno elektroni kao električni oscilatori, slično emitovanju elektromagnetskih talasa sa antene (videti § 121, II knjiga). Moglo se, prema tome, očekivati da se analizom spektralnih linija može nešto saznati i o strukturi atoma. Ova očekivanja su bila opravdana i može se reći da je analiza spektara bila važan faktor u razvoju atomske fizike. Iz tih razloga iznosimo ovde kratak pregled najvažnijih faktora koji su imali udela u razvoju nauke o atomima.

Razume se da je spektar atoma vodonika, kao najjednostavnijeg atoma, pružao najbolje mogućnosti za analizu strukture atoma na osnovu njihovih spektara. Kad se kroz Geisslerovu cev sa vodonikom propusti električna struja, ona emituje svetlost koja se dovodi u spektralni aparat i dobiva linijski spektar sa vrlo velikim brojem linija, preko ko-



Sl. 11-1

jih je superponirana jedna serija linija poredana karakterističnim redom. Ova pojava je objašnjena činjenicom da je vodonik normalno u molekularnom stanju, a da je pri prolasku struje jedan broj razdvojen na atome odnosno na jone. Povećanjem intenziteta struje kroz cev, serija linija u spektru sve se više izražava, a mnoštvo ostalih linija iščezava. To znači da se pri povećanju struje sve veći broj molekula razlaže, pa se dobiva pretežno spektar vodonika u atomskom stanju. Takva serija linija u spektru atoma vodonika prikazana je na slici 11-1. Brojevi pored linija označavaju talasne dužine tih linija u angstromima (Å). Linije u seriji se označuju indeksima grčkih slova po azbučnom redu, tj. α , β , γ , δ , η ... Za vodonik će to biti linije H_α , H_β , H_γ , H_δ ... Vidi se da se linije u seriji redaju tako da se njihovo međusobno rastojanje smanjuje sve do jedne granice, koja se označuje sa H_∞ .

Balmer je 1885. god., analizirajući rastojanje među linijama, dao jednostavnu formulu, koja predstavlja zakonitost redanja linija u jednoj seriji po talasnim duži-

nama. Po Balmeru se ova serija linija u spektru atoma vodonika naziva Balmerova serija. Kao što je rečeno, ona se nalazi u vidljivom delu spektra koji je najpre bio posmatran. Ta formula glasi

$$N = \frac{1}{\lambda} = \frac{\nu}{c} = R \left(\frac{1}{2^2} - \frac{1}{n^2} \right), \quad (11,1)$$

gde je N talasni broj odnosno broj talasa na jedinici dužine, λ — talasna dužina, ν — frekvencija, c — brzina svetlosti, a n — svaki ceo broj veći od 2, tj. 3, 4, 5, 6, ... Treba napomenuti da je u ovoj oblasti uobičajeno da se operiše sa veličinom N , tj. recipročnom vrednošću talasne dužine, koja se izražava jedinicom cm^{-1} . Inače se ista formula može izraziti sa

$$\nu = cR \left(\frac{1}{2^2} - \frac{1}{n^2} \right). \quad (11,2)$$

Veličina R je konstanta čija vrednost iznosi za vodonik prema E. R. Cohenu od 1952. godine

$$R_H = (109\,677,576 \pm 0,012) \text{ cm}^{-1}$$

i naziva se R y d b e r g o v a k o n s t a n t a.

Kasnijim usavršavanjem spektralnih aparata postignute su mogućnosti za dobivanje spektra i u infracrvenoj i u ultraljubičastoj oblasti. Postupno su otkrivene i druge serije linija u spektru atoma vodonika, izvan područja vidljive svetlosti. Tako je P a s c h e n (1908. god.) ustanovio seriju linija u infracrvenom području, koja je nazvana P a s c h e n o v a s e r i j a. Kasnije su B r a c k e t t (1922) i P f u n d (1924) ustanovili još dve serije u području većih talasnih dužina infracrvenog područja. U dalekoj ultraljubičastoj oblasti je L y m a n (1916) ustanovio još jednu seriju linija. Sve ove serije su dobile naziv po autoru koji ih je otkrio. Za sve ove serije je važila ista formula (11,1), sa tom razlikom što je svaka serija imala drugi ceo broj u imenitelju prvog razlomka u zagradi. Ako bi se za svaku seriju napisao obrazac (11,1), dobio bi se sledeći pregled:

Lymanova serija	$N = R_H \left(\frac{1}{1^2} - \frac{1}{n^2} \right)$	$n = 2, 3, 4, \dots$	} (11,3)
Balmerova serija	$N = R_H \left(\frac{1}{2^2} - \frac{1}{n^2} \right)$	$n = 3, 4, 5, \dots$	
Paschenova serija	$N = R_H \left(\frac{1}{3^2} - \frac{1}{n^2} \right)$	$n = 4, 5, 6, \dots$	
Brackettova serija	$N = R_H \left(\frac{1}{4^2} - \frac{1}{n^2} \right)$	$n = 5, 6, 7, \dots$	
Pfundova serija	$N = R_H \left(\frac{1}{5^2} - \frac{1}{n^2} \right)$	$n = 6, 7, 8, \dots$	

Odavde se lako vidi da se ređanje linija u spektru vodonika može za sve serije predstaviti jednom opštom formulom

$$N = R_H \left(\frac{1}{m^2} - \frac{1}{n^2} \right), \quad (11,4)$$

gde su m i n celi brojevi, ali tako da je uvek ispunjen uslov da je najmanja vrednost za $n = m + 1$, a m je redni broj serije u prethodnom pregledu.

Opšta formula (11,4) pokazuje da se talasni broj N može predstaviti kao funkcija celih brojeva m i n . To je važna činjenica koja je ukazala na kvantnu prirodu energije odnosno svetlosti.

Ako se formula (11,4) napiše u obliku

$$N = \frac{R}{m^2} - \frac{R}{n^2}, \quad (11,5)$$

onda se talasni broj N može napisati kao razlika dve vrednosti, tj.

$$N = T_m - T_n, \quad (11,6)$$

gde je $T_m = R/m^2$ i $T_n = R/n^2$. Ovakav način predstavljanja pomoću vrednosti T bio je praktički veoma podesan, pa je mnogo upotrebljavan za analizu spektralnih linija. Vrednosti T nazvane su *termovima*.

Bio je uočen, takode, i tzv. princip kombinacije. Po tome principu svaka razlika od dva talasna broja N daje talasni broj za drugu moguću liniju u spektru. Tako, na primer, ako dve linije imaju talasne brojeve N_2 i N_1 , onda njihova razlika odgovara talasnom broju linije sa indeksom 5, tj. $N_2 - N_1 = N_5$; na sličan način $N_3 - N_1 = N_6$ itd.

Pokazalo se zatim da serije linija u spektru atoma vodonika imaju velike sličnosti sa serijama u spektrima alkalnih elemenata.

Sve ove činjenice su bile važni faktori za upoznavanje strukture atoma.

§ 12. Neuspeh klasične elektromagnetske teorije u objašnjenju spektra

Maxwellova teorija elektromagnetskih talasa dala je značajne uspehe u objašnjenju prostiranja i prirode svetlosti, pa je u nekim oblastima pomoću ove teorije došlo i do novih otkrića. Posle Hertzovih eksperimenata i Faradayevih otkrića u elektrodinamici i posle potvrde mnogih stavova Maxwellove teorije bilo je jasno da atomi emituju svetlost slično anteni koja odašilje elektromagnetske talase. Prema takvom stanovištu, i atomi predstavljaju neku vrstu električnih oscilatora koji zrače energiju u vidu svetlosti. Svojstva električnih oscilatora bila su već dobro poznata u elektrodinamici. U to vreme bilo je sasvim razumljivo očekivanje da će se teorijom električnih oscilatora i elektromagnetskih talasa moći objasniti linije u spektru svetlosti sa gasovitih tela. Veliki naponi su tada bili usmereni na ovaj problem.

U to vreme bilo je poznato da su elektroni sastavni delovi atoma i da se nalaze u stalnom kretanju. Trebalo je tada dovesti u vezu elektron kao električni oscilator sa linijama u spektrima i doći do objašnjenja na osnovu Maxwellove teorije, koja je već bila veoma dobro razrađena. Prema takvoj klasičnoj teoriji elektron bi morao stalno da zrači energiju u slučaju da kruži oko jezgra, odnosno kad se kreće ubrzano. Ako elektron ima eliptičnu putanju ili osciluje oko jezgra, on bi morao takode da emituje elektromagnetske talase. Medutim, svaki oscilator koji emituje elektromagnetske talase mora da zrači energiju. U tom slučaju elektron bi stalno gubio energiju i brzinu, pa bi se morao stalno približavati pozitivnom jezgru i najzad pasti na njega pod uticajem Coulombove sile. Ako bi se elektron tako kontinualno približavao jezgru, on bi davao samo kontinualne spektre. Električni oscilator koji emituje elektromagnetske talase odašilje istovremeno i

više harmonike (videti I knjigu, § 60). Ali frekvencije viših harmonika stoje u odnosu celih brojeva, tj. $1 : 2 : 3 \dots$. Linije u spektru ni izdaleka nisu pokazivale ovakav raspored ni u jednoj seriji, a još manje se moglo objasniti postojanje više serija.

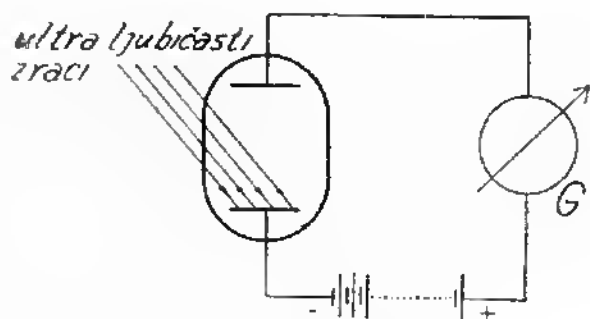
U ovakvim nastojanjima uvek su se javljale kontradikcije prema predviđanju klasične teorije elektromagnetskih radijacija, pa pojava linija u spektru nikako nije mogla biti objašnjena. Međutim, ovakav neuspeh klasične teorije ipak je ukazao da treba ići drugim putevima odnosno da postoje izvesni faktori po kojima se elektron razlikuje od makroskopskog električnog oscilatora. Opisane činjenice su ipak doprinosile pripremanju tla za pojavu nove važne oblasti u fizici — kvantne teorije.

FOTOELEKTRICITET

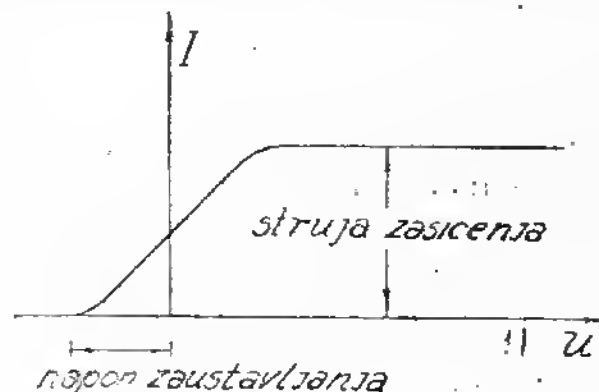
§ 13. Fotoelektrični efekt

elo H. Hertz je 1887. god. ustanovio da pražnjenje kroz gas u Geisslerovoj cevi počinje pri znatno manjem naponu ako se elektrode osvetle ultraljubičastom svetlošću. Lenard je 1899. god. ustanovio da se ovaj efekt zasniva na emisiji elektrona iz metalne elektrode kada na ovu padne svetlost kraće talasne dužine. Ovakva pojava — da se dejstvom svetlosti mogu osloboditi elektroni iz metala — nazvana je fotoelektrični efekt.

Pojava fotoelektričnog efekta se najjednostavnije može posmatrati na način predstavljen na sl. 13-1. Cev od kvarcnog stakla ima dve elektrode, koje su pomoću galvanometra priključene na napon jedne baterije koji se može menjati. U unutrašnjosti cevi je visoki vakuum. Na katodu se pušta ultraljubičasta svetlost. Pod dejstvom ove svetlosti elektroni bivaju izbačeni iz metalne elektrode. Polje



Sl. 13-1



Sl. 13-2

anode prinuduje oslobođene elektrone da odlaze na anodu i tada kroz anodno kolo teče struja čiji intenzitet pokazuje galvanometar, slično kao kod elektronske triode, sa razlikom što se ovde elektroni oslobađaju fotoefektom. Ako se na ovaj način meri intenzitet struje u funkciji napona na elektrodama, pri konstantnom intenzitetu svetlosti, dobiva se kriva predstavljena na sl. 13-2. Iz krive se vidi da je intenzitet struje jednak nuli tek kad se na anodu stavi negativan napon — U_z . Negativan napon obrazuje polje koje deluje na elektrone nasuprot njihovom kretanju, tj. ovakva negativna elektroda koči elektrone dok ih pri dovoljno velikom polju potpuno ne zaustavi. Zato se napon koji odgovara ovom polju naziva n a p o n z a u s t a v l j a n j a. Pri smanjenju negativnog i daljem povećanju pozitivnog napona intenzitet struje kroz cev raste samo do jedne granice odnosno do s t r u j e z a s i ć e n j a. Ovakva pojava se objašnjava činjenicom, potvrđenom i drugim metodima, da elektroni, koji su oslobođeni iz metala dejstvom svetlosti, napuštaju metal nekom energijom odnosno nekom brzinom kojom mogu da dospeju na suprotnu elektrodu i kada ova nije pod naponom. Ovo potvrđuje i eksperimentalna

činjenica da se izolovana elektroda naelektriše pozitivno ako na nju padne svetlost manje talasne dužine. Povećanje intenziteta struje na početnom delu krive objašnjava se porastom polja koje je tada u stanju da sve veći broj elektrona dovede do anode. Kada pri dovoljno velikom polju svi elektroni, koje oslobodi svetlost, budu dovedeni na anodu, onda dalje povećanje struje nije moguće pri stalnom intenzitetu svetlosti. Ova maksimalna struja odgovara struji zasićenja koja je opisana kod pražnjenja u gasovima, § 54, i kod elektronske diode, § 60 II knjige.

Napon zaustavljanja U_z , koji se eksperimentalno meri, može da posluži za određivanje energije oslobođenih elektrona. Ako se, na primer, telo baci uvis kao vertikalni hitac, ono se pod dejstvom gravitacionog polja Zemlje, koje deluje naniže, zaustavi na izvesnoj visini. Ako bi gravitaciono polje bilo većeg intenziteta, telo bi se zaustavilo na manjoj visini. Ovu visinu onda izračunavamo na osnovu početne kinetičke energije tela. Na sličan način, elektroni koji su oslobođeni po izlasku iz metala imaju kinetičku energiju, a električno polje među elektrodama ih zaustavlja na većem ili manjem putu, već prema njihovoj početnoj energiji i jačini električnog polja. Ako se zna napon U_z među elektrodama, onda se može

odrediti početna energija elektrona jer će važiti poznata relacija $eU = \frac{1}{2}mv_0^2$,

gde je m masa elektrona, a v_0 početna brzina elektrona odnosno brzina kojom elektroni napuštaju metal. Rezultati eksperimenata pokazuju da svi fotoelektroni nemaju istu brzinu, već se brzine kreću od nule pa do jedne maksimalne brzine v_{\max} .

Lenard je 1902. god. došao do eksperimentalnih rezultata koji su odigrali odlučujuću ulogu u razvoju shvatanja prirode svetlosti. Ovi rezultati se mogu prikazati sa tri važna stava:

① Maksimalna kinetička energija elektrona koje oslobađa svetlost iz metala nezavisna je od intenziteta svetlosti i zavisi samo od talasne dužine svetlosti.

② Kinetička energija fotoelektrona je proporcionalna frekvenciji svetlosti koja izaziva fotoefekt.

③ Fotoelektrični efekt počinje tek kada talasna dužina upotrebljene svetlosti bude manja od jedne određene talasne dužine λ_g , koja se naziva granična talasna dužina. Ako se granična frekvencija koja odgovara graničnoj talasnoj dužini označi sa $\nu_g = c/\lambda_g$, gde je c brzina svetlosti, onda za maksimalnu kinetičku energiju fotoelektrona $E_m = \frac{1}{2}mv_0^2$ važi relacija

$$E_m = \text{const} (\nu - \nu_g). \quad (13,1)$$

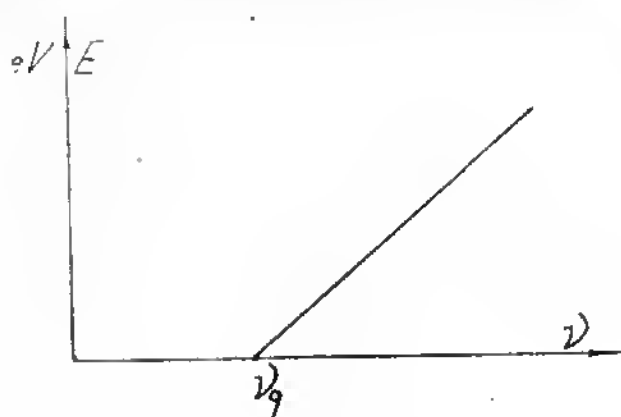
Kasnije je ustanovljen i sledeći važan stav:

④ Fotoefekt nastupa uvek u nemerljivo kratkom vremenu posle početka dejstva svetlosti i odmah važi relacija (13,1).

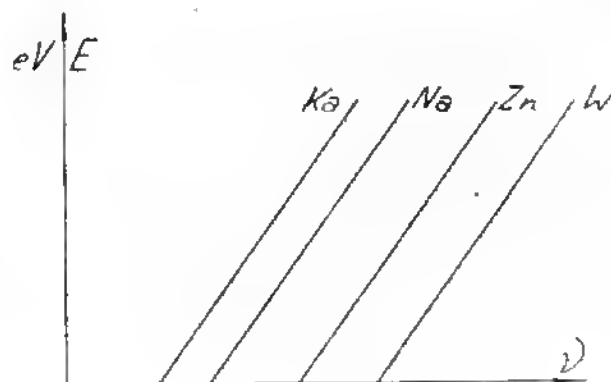
Radi boljeg objašnjenja stavova 1, 2 i 3, prikazani su eksperimentalni rezultati na grafikonima sl. 13-3 i 13-4. Na grafikonu sl. 13-3 prikazana je maksimalna energija elektrona u funkciji frekvencije upotrebljene svetlosti. Ovde treba naročito napomenuti da je ova funkcija nezavisna od intenziteta jer je, prema stavu 1, maksimalna energija elektrona nezavisna od intenziteta svetlosti. Sve do granične frekvencije ν_g ne nastupa nikakav fotoelektrični efekt. Počev od ove frekvencije maksimalna kinetička energija elektrona raste proporcionalno razlici date i granične frekvencije prema obrascu (13,1), takode bez obzira na intenzitet svetlosti.

Izgled grafikona (sl. 13-3) samo se unekoliko menja ako se promeni metal od kojeg je načinjena fotokatoda. Naime, granična frekvencija ν_g zavisi od vrste metala. Najmanje granične frekvencije imaju alkalni metali. Na slici 13-4 prikazan

je isti grafikon sa sl. 13-3 za nekoliko različitih metala, iz kojih svetlost vrši emisiju elektrona. Iz grafikona se vidi da priroda metala samo pomera graničnu frekvenciju, ali osnovni zakon (13,1) ostaje isti, tj. važi uvek proporcionalnost maksimalne energije elektrona od frekvencije upotrebene svetlosti.



Sl. 13-3



Sl. 13-4

Ovde su izneti najvažniji eksperimentalni rezultati na kojima je radilo više autora, tako da su ovi rezultati već početkom ovog veka bili skoro u potpunosti potvrđeni. Kao što je već rečeno, ovi rezultati su načinili prekretnicu u razvoju shvatanja prirode svetlosti, a i materije uopšte. Objašnjenja tih rezultata data su u sledećem paragrafu.

§ 14. Objašnjenje fotoelektričnog efekta i kvantna priroda svetlosti

U optici, II knjiga, bilo je već reči o razvoju shvatanja prirode svetlosti. Newtonova korpuskularna teorija svetlosti je u drugoj polovini prošlog veka bila potpuno potisnuta tadašnjim eksperimentalnim dokazima o talasnoj prirodi svetlosti. Interferencija, difrakcija i polarizacija svetlosti bila je mnogobrojnim eksperimentima u optici potpuno dokazana. Sve ove pojave su nepobitno osobine talasnog kretanja. Kao vrhunac svih dostignuća u pogledu razvoja talasne teorije svetlosti bila je Maxwellova teorija elektromagnetskih radijacija, koja je dala sjajne rezultate u svojoj primeni na svetlost, a koju su potvrdili i Hertzovi eksperimenti. Ovim je tzv. klasična elektrodinamika postigla svoj vrhunac.

Sasvim je razumljivo da se tada očekivalo da se na osnovu ove teorije objasne razne pojave čiji su eksperimentalni rezultati bili poznati. Međutim, kao što je izneto u § 12, ova teorija je pokazala neuspeh u objašnjenju linijskog spektra svetlosti. Drugi neuspeh bilo je objašnjenje fotoelektričnog efekta. U prethodnom paragrafu su izneti važniji eksperimentalni rezultati ispitivanja fotoelektričnog efekta. Ovde će biti iznete najvažnije činjenice koje su bile glavne prepreke u objašnjenju fotoelektričnog efekta na osnovu klasične elektrodinamike.

Na prvom mestu nije bilo moguće objasniti postojanje granične frekvencije i činjenicu da je maksimalna brzina fotoelektrona potpuno nezavisna od intenziteta svetlosti. U pojavi fotoelektričnog efekta jasno se vidi da fotoelektroni dobivaju energiju od svetlosti odnosno da postoji razmena energije između elektrona i svetlosti. Ako je svetlost talasno kretanje, onda se prema klasičnoj elektromagnetској teoriji razmena energije mora vršiti intenzivnije pri većem intenzitetu svetlosti. Intenzitet talasa je srazmeran kvadratu amplitude. Prema tome, ako je intenzitet svetlosti veći, amplituda je veća, te bi dejstvo svetlosti na elektrone bilo utoliko intenzivnije ukoliko je intenzitet svetlosti veći. Međutim, prikazani rezultati

ispitivanja to nikoliko ne pokazuju, već prikazuju porast maksimalne energije fotoelektrona od frekvencije, što pak ne odgovara klasičnoj teoriji, prema kojoj se ova zavisnost ne može objasniti. Isto tako je ostalo potpuno otvoreno pitanje: zašto se javlja granična frekvencija ν_0 , ispod koje se fotoelektrični efekt ne javlja i pri najvećem intenzitetu svetlosti.

Drugu teškoću u objašnjenju fotoelektričnog efekta klasičnom teorijom predstavljala je činjenica da se fotoelektrični efekt javlja u nemerljivo kratkom intervalu vremena posle početka dejstva svetlosti, pa makar ona bila i vrlo slabog intenziteta. U to vreme su bile poznate dimenzije atoma, a isto tako i energija koja se prenosi zračenjem svetlosti, pa se mogla izvesti sledeća analiza. Neka na određenu površinu metala pada svetlost prosečnog intenziteta od, recimo, 10^{-18} J/m²s. Ako se uzme u obzir Na i pretpostavi da svetlost može prodrati kroz 10 slojeva atoma, onda se običnom klasičnom teorijom dobiva da je potrebno 54 dana da se od svetlosnog talasa na površini jednog atoma može nagomilati dovoljna energija da elektron napusti metal. Međutim, kao što je rečeno, fotoelektrični efekt nastupa skoro trenutno i pod sasvim slabim intenzitetom svetlosti.

Iz ovih i drugih razloga bilo je očevidno da se fotoelektrični efekt teško može objasniti klasičnom teorijom elektromagnetskih radijacija.

Veoma važan preokret u koncepciji prirode svetlosti izvršio je Einstein 1905. godine dajući ujedno i objašnjenje fotoelektričnog efekta. Uzimajući u obzir zaključke do kojih je došao Planck, opisane u § 26, a po kojima crno telo zrači energiju diskontinualno, u kvantima energije $E = h\nu$, Einstein je objašnjenje fotoelektričnog efekta zasnovao na istim principima, tj. i za apsorbovanu svetlost.

Svetlost se ne prostire kontinualno odnosno svetlosna energija nije raspodeljena kontinualno duž talasnog fronta, kao što je, na primer, slučaj kod talasa na površini vode. Kod svetlosti energija ostaje raspodeljena u blokovima čija je energija $h\nu$. Jedan takav blok ili „zrno“ svetlosti je svetlosni kvant, ili foton. Prema tome, pri fotoelektričnom efektu vrši se interakcija pojedinačno između jednog fotona i elektrona u metalu. Pri tom su oni u stanju da međusobno razmene energiju, tj. jedan elektron prima energiju u trenutku interakcije samo od jednog fotona. Maksimalna energija koju pri jednoj interakciji može da primi elektron jednaka je energiji fotona $h\nu$. Da bi elektron napustio metal, mora da raspolaže najmanje onom količinom energije koliko iznosi izlazni rad A za taj metal (videti §§ 45 i 56, II knjiga). Ako je od fotona primljena energija manja od izlaznog rada A , elektron ne može da napusti metal i fotoelektrični efekt se ne javlja. Međutim, kada je primljena energija fotona veća, onda elektron napušta metal kinetičkom energijom, koja je jednaka razlici energije fotona i izlaznog rada. Pri ovome se može načiniti sledeći bilans energije:

Energija 1 fotona = izlazni rad + kinetička energija elektrona,

ili

$$h\nu = A + E_k \quad (14,1)$$

a to je važna E i n s t e i n o v a j e d n a č i n a za fotoelektrični efekt. Naravno, ova jednačina važi za maksimalnu kinetičku energiju elektrona koja je tretirana u prethodnom paragrafu i čije su vrednosti eksperimentalno određivane. Pri interakciji elektron ne mora da primi celokupnu energiju fotona. S druge strane, fotoelektrični efekt se ne vrši samo sa površinskim elektronima, već svetlost prodire u maloj meri i u unutrašnjost metala. To znači da elektroni mogu primljenu energiju delimično da izgube na svom putu kroz metal do njihovog izlaska. Iz tih razloga elektroni izlaze iz metala sa različitim energijama, ali pri tom postoji maksimalna vrednost E_m , koju imaju po izlasku oni elektroni koji su primili celokupnu energiju fotona odnosno koji nisu jedan deo svoje energije izgubili u metalu. Tada važi Einsteinova relacija (14,1).

Ovakve koncepcije su u vrlo dobroj saglasnosti sa eksperimentalnim rezultatima iznesenim u prethodnom paragrafu. Na prvom mestu se može objasniti granična frekvencija ν_g . Za slučaj da je maksimalna kinetička energija fotoelektrona jednaka nuli, biće prema jednačini (14,1)

$$h\nu_g = A. \quad (14,2)$$

Ako je frekvencija ν upotrebljene svetlosti manja od ν_g , onda je $h\nu < A$, pa elektroni nemaju dovoljno energije da napuste metal i fotoelektrični efekt se ne javlja.

Prema istim shvatanjima intenzitet svetlosti jedne talasne dužine ogleda se samo u broju fotona koji su svi međusobno jednaki. Pošto se interakcija elektrona i fotona vrši pojedinačno, onda intenzitet svetlosti ne utiče na primljenu energiju elektrona već samo na broj oslobođenih elektrona. Prema tome, intenzitet anodne struje u cevi na sl. 13-1 biće srazmeran intenzitetu svetlosti, ali će maksimalna energija E_m elektrona biti od nje nezavisna, što u potpunosti odgovara eksperimentalnim rezultatima. Interakcija među fotonom i elektronom biva trenutno, pa je jasno da će i fotoelektrični efekt nastupiti trenutno, bez obzira na intenzitet primenjene svetlosti. Različite granične frekvencije objašnjavaju se lako različitim vrednostima izlaznog rada elektrona za različite metale (videti II knjigu, § 56). Rezultati dobiveni fotoelektričnim efektom u pogledu izlaznog rada slažu se vrlo dobro sa vrednostima dobivenim na drugi način. Einsteinova relacija (14,1) pruža mogućnost određivanja Planckove konstante h . Ovo je 10 godina kasnije izvršio Millikan. Vrednost dobivena za h bila je u vrlo dobroj saglasnosti sa vrednostima dobivenim drugim metodima, što je bila i odlučujuća potvrda Einsteinovih koncepcija o kvantnoj prirodi svetlosti.

Vrlo dobro slaganje opisanih shvatanja svetlosti sa eksperimentima i mnogobrojne posredne i neposredne potvrde učinile su veliki preokret u shvatanju prirode svetlosti. Navedeni faktori bili su odlučujući za početak nove ere u razvoju fizike odnosno za osnivanje kvantne teorije i kvantne mehanike, koja predstavlja jednu od najvažnijih oblasti savremene fizike.

Prema opisanim koncepcijama, u svetlosti se opet ogleda i na neki način korpuskularna priroda. Termin korpuskularna priroda se često i danas upotrebljava i potiče uglavnom od Newtonove korpuskularne teorije svetlosti. Pri tom treba ipak razlikovati korpuskule odnosno čestice mase od čestica svetlosti — fotona. Na prvom mestu, u vakuumu svaki foton uvek ima istu brzinu od $3 \cdot 10^8$ m/s odnosno brzinu svetlosti. Obična čestica može imati svaku brzinu manju od brzine svetlosti. Prema Einsteinovoj teoriji relativnosti, čestica ne može nikad dostići brzinu svetlosti.

Einsteinova relacija (14,1) omogućuje još jedan važan zaključak. Iz § 18, II knjiga, kinetička energija elektrona koji je u električnom polju prešao napon U

bez početne brzine, iznosi $E = \frac{1}{2}mv^2 = eU$, pa se Einsteinova relacija može napisati u obliku

$$E_k = eU = h\nu - A. \quad (14,3)$$

Ne treba zaboraviti da elektron u metalu već sadrži izvestan iznos energije. Označimo ovu energiju sa E_0 . Onda se jednačina može preciznije izraziti sa

$$E_k = E_0 + h\nu - A. \quad (14,4)$$

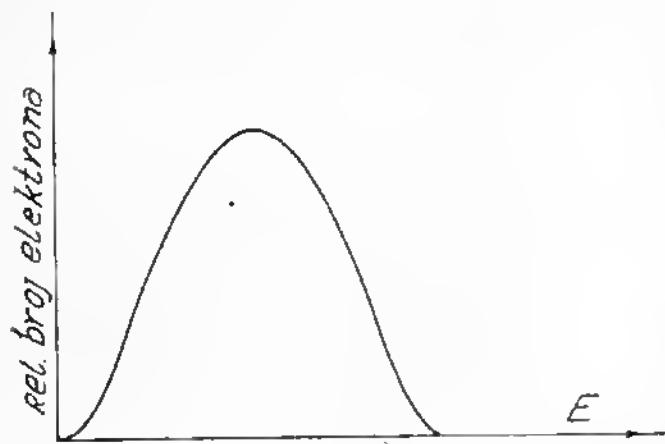
Ove jednačine pokazuju vezu među mehaničkom, električnom i svetlosnom energijom i vode ka opštem zaključku o jedinstvu materije i međusobnoj povezanosti svih pojava u fizici.

§ 15. Spoljašnji i unutrašnji fotoelektrični efekt. Fotoelementi

Kao što je ranije rečeno, pri fotoelektričnom efektu vrši se interakcija odnosno razmena energije između elektrona i svetlosnog kvanta — fotona. Elektroni pri tom nisu slobodni već se nalaze u telu na kome se vrši fotoelektrični efekt. Naravno da se elektroni u telu nalaze u vrlo složenim vezama s atomima tela. Kad elektroni pomoću fotoefekta prime energiju od fotona, njihovo dalje ponašanje može biti različito. Ako je primljena energija dovoljna, elektroni će biti u stanju da savladaju razliku potencijala između unutrašnjosti tela i spoljašnjeg prostora, pa će onda napuštati telo kao slobodni elektroni. Tada će elektroni odletati u spoljašnji prostor sa preostalom energijom. Ovo je proces pri fotoelektričnom efektu koji je dosad bio opisan. Ova vrsta fotoelektričnog efekta je najznačajnija kod metala, s obzirom na poznatu činjenicu da metali imaju pokretljive odnosno u neku ruku slobodne elektrone, pa je takvim elektronima potrebno dodati samo energiju koja odgovara izlaznom radu A da bi napustili metal.

U nemetalima su uslovi znatno složeniji. U takvim telima elektroni su vezani za atome, pa je potreban i izvestan rad da bi se elektroni najpre odvojili od atoma odnosno da bi se izvršila jonizacija. Međutim, elektroni mogu fotoefektom da prime energiju koja nije dovoljna ni za njihovo odvajanje od jezgra. Elektroni tada ostaju u atomu, ali sa energijom koja je veća od one koju elektroni imaju u normalnom stanju. Za takve elektrone se kaže da su eksitovani (pobuđeni). Elektroni sa većom energijom, odnosno eksitovani elektroni imaju znatno veću pokretljivost, pa mogu u većoj meri da provode električnu struju. Iz ovoga sledi da će tela pod dejstvom svetlosti postati pod izvesnim okolnostima bolji provodnici.

Kao što se vidi, fotoelektrični efekt može da se vrši na dva načina. Prvi način je onaj kad elektroni prime dovoljno energije da mogu da izlete iz tela u spoljašnji prostor. Ovo je spoljašnji fotoelektrični efekt. U drugom slučaju primljena energija je nedovoljna da elektroni napuste telo, ali ta energija eksituje elektrone, što se izražava i povećanjem provodljivosti odnosno smanjenjem specifične električne otpornosti tela, a naziva se unutrašnji fotoelektrični efekt.



Sl. 15-1

Spoljašnji fotoelektrični efekt. —

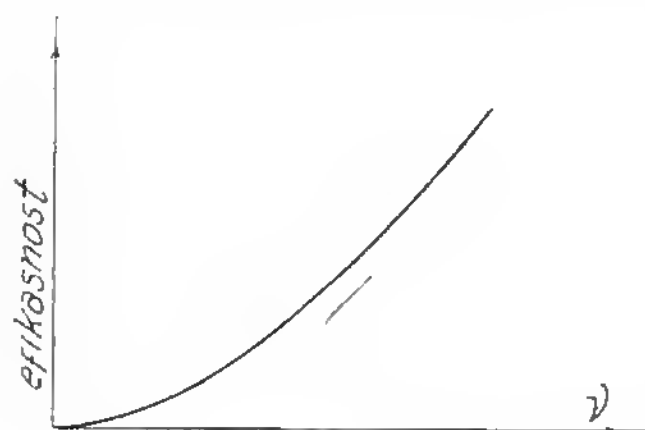
Glavne karakteristike spoljašnjeg fotoefekta opisane su u §§ 13 i 14. Ovde ćemo dodati još neke važnije činjenice ove vrste fotoefekta.

Na slici 15-1 prikazan je grafikon na čijoj je apscisi naneta energija fotoelektrona, a na ordinati relativan broj elektrona čija se energija kreće u jednom malom, usvojenom intervalu. Pri tom je primenjena monohromatična svetlost. Iz grafikona se vidi da i ovde postoji slična statistička raspodela brzina, koju je obradio Maxwell (videti §106, I knjiga).

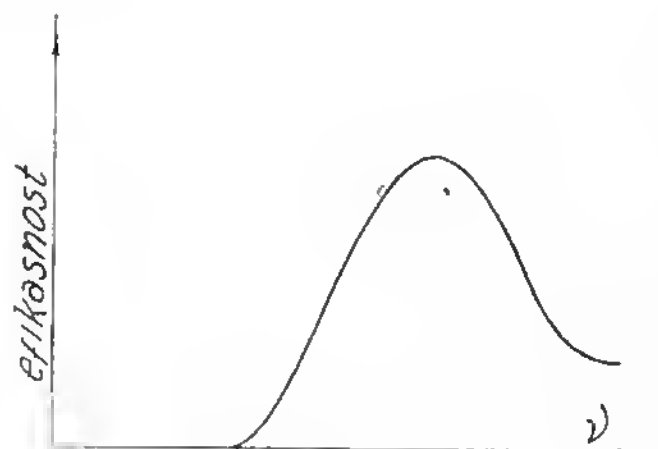
I ovde postoji jedna najverovatnija brzina za datu frekvenciju primenjene svetlosti. Međutim, eksperimenti pokazuju da je ovakva raspodela brzina nezavisna od frekvencije primenjene svetlosti, što ide u prilog koncepciji da se ovde radi pretežno o statističkim elementima.

Fotoelektrični efekt se može posmatrati i prema spektralnoj distribuciji, s obzirom na efikasnost efekta. Ako za efikasnost uzmemo odnos iz anodne struje

u uređaju predstavljenom na sl. 13-1 i apsorbovanog intenziteta svetlosti, onda ovu veličinu možemo naneti na ordinatu jednog grafikona. Kad na apscisu osu naneseemo frekvenciju primenjene svetlosti, onda se dobije grafikon predstavljen na sk. 15-2. Vidi se da efikasnost raste sa frekvencijom kontinualno. Ovakvo ponašanje tela pri fotoelektričnom efektu naziva se normalni fotoelektrični efekt, za razliku od selektivnog fotoelektričnog efekta, čiji je grafikon, načinjen pod istim uslovima, prikazan na sl. 15-3. U ovakvim slučajevima efikasnost pokazuje jedan izraziti maksimum, koji leži na različitim frekvencijama kod različitih materijala. Ustanovljeno je da se normalni i selektivni fotoefekt uvek superponiraju. Isto tako, ogledi pokazuju da se selektivni fotoefekt javlja samo tada ako električni svetlosni vektor ima komponentu u pravcu upravnom na ravan fotokatode.



Sl. 15-2



Sl. 15-3

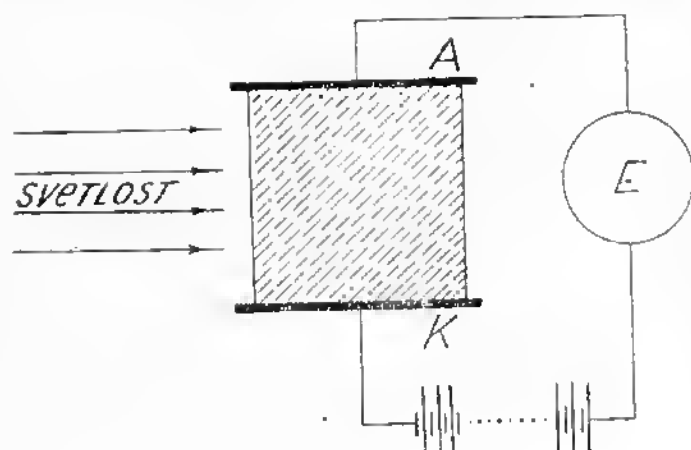
Treba napomenuti da je posmatranje ovih pojava veoma složeno zbog učesća velikog broja faktora. Tako, obrada površina, mala zaprljanost ili oksidacija površina mnogome utiču na opisane pojave. Ako se uzme u obzir činjenica da svetlost prodire u materijal kroz veći ili manji broj slojeva atoma i da se pri prolazu svetlosti i elektrona kroz ove slojeve javljaju složeni procesi, onda je jasna i opšta složenost ovakvih eksperimenata.

Najzad da napomenemo da se fotoelektrični efekt javlja i kod gasova. Po-drobno je ispitan i fotoelektrični efekt X-zrakova.

Za praktičnu upotrebu fotoefekta značajna je pojava tzv. fotoelektričnog zamora. Primećeno je, naime, da se emisija fotoelektrona sa površine metala smanjuje sa vremenom. Ustanovljeno je da ova pojava velikim delom dolazi usled oksidacije površine metala, pošto se tada izlazni rad elektrona povećava. U pojavi „zamora” ima uticaja i prisustvo nekog gasa. Fotoelektroni jonizuju gas sa kojim se fotokatoda dodiruje. Gasni pozitivni joni tada „bombarduju” katodu i time prouzrokuju lagano opadanje emisije elektrona. Teorija pred-vida da je kod metalnih površina emisija elektrona skoro nezavisna od temperature površine, sem ako temperatura nije toliko visoka da prouzrokuje termojonsku emisiju.

Unutrašnji fotoelektrični efekt. — Unutrašnji fotoefekt je takode veoma složena pojava, o kojoj će više biti reči u odeljku Fizika čvrstog tela (§ 117). Ovde ćemo se zadovoljiti iznošenjem eksperimentalnih faktora. Na uređaju predstavljenom na sl. 15-4 može se posmatrati unutrašnji fotoefekt. Između dveju elektroda stavljen je neki kristal, na primer dijamant, kamena so, cinksulfid, kalijum-jodid i dr. Elektrode su priključene na napon jedne baterije pomoću elektrometra.

Pomenuti kristali su inače dobri izolatori, ali kada se osvetle, u njima dolazi do eksitacije i oslobodenja elektrona koji se pod dejstvom električnog polja kreću kroz kristal i time obrazuju električnu struju, koju pokazuje elektrometar. Usljed odlaska elektrona kristal dobiva izvesno pozitivno prostorno naelektrisanje. Takvi kristali su onda „eksitovani” ili „aktivirani”.

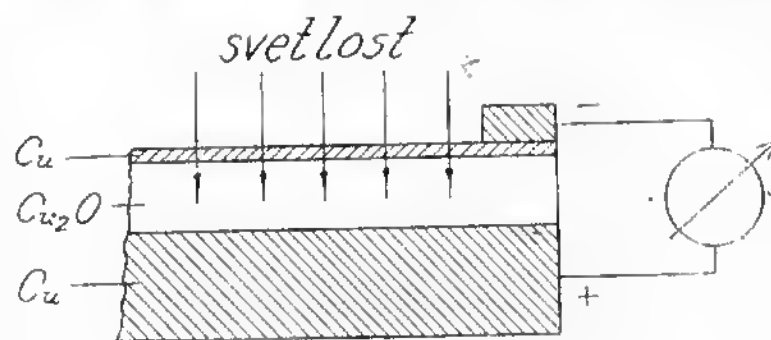


Sl. 15-4

Za praktične ciljeve mnogo je važniji unutrašnji fotoefekt na poluprovodnicima. Umesto kristala na sl. 15-4 stavlja se neki poluprovodnik, kao selen, germanijum, razni oksidi i dr. Umesto elektrometra stavlja se miliampermetar, pošto navedeni poluprovodnici propuštaju mnogo veće struje. I kada su poluprovodnici neosvetljeni, kroz njih protiče izvesna struja, tzv. tamna struja. Pri osvetljenju poluprovodnika nastupa unutrašnji fotoelektrični efekt i struja u kolu se u znatnoj meri povećava. To znači da se električna otpornost ovih poluprovodnika smanjuje kada na njih padne svetlost. Poluprovodnici ove vrste zato se često nazivaju i fotootpornici.

U § 13 napomenuto je da se pomoću spoljašnjeg fotoefekta može postići izvesna struja sa fotokatode na sl. 13-1 i u slučaju kada na anodi nema nikakvog napona. Ovo je moguće s obzirom na činjenicu da fotoelektroni imaju sopstvenu kinetičku energiju kojom napuštaju metal, pa mogu da dolaze od suprotne elektrode i bez pomoći električnog polja. Na sličan način se može i pomoću unutrašnjeg fotoelektričnog efekta postići električna struja bez posebnog naponskog izvora.

Ovo se postiže kombinacijom poluprovodnika i metala (sl. 15-5). Na bakarnu ploču stavljen je sloj bakraoksida kao poluprovodnika, a preko njega je nataložen vrlo tanak sloj bakra kroz koji može da prođe svetlost. Sloj bakra i donja bakarna ploča vezani su za krajeve galvanometra. Svetlost oslobađa elektrone u poluprovodniku, a predstavljena kombinacija sa metalom uslovljava oslobodenim elektronima mnogo lakši put ka gornjem sloju, te se ovaj naelektriše negativno. Donja bakarna ploča onda ostaje pozitivna, pa kroz galvanometar teče struja u naznačenom smeru. Pri ovakvom naelektrisanju metalnih ploča poluprovodnik među njima pokazuje mnogo manju električnu otpornost u naznačenom smeru struje nego u suprotnom. Zbog ovih svojstava, slični spojevi se koriste i kao ispravljači naizmjenične struje, koji se obično nazivaju „suvi ispravljači”.



Sl. 15-5

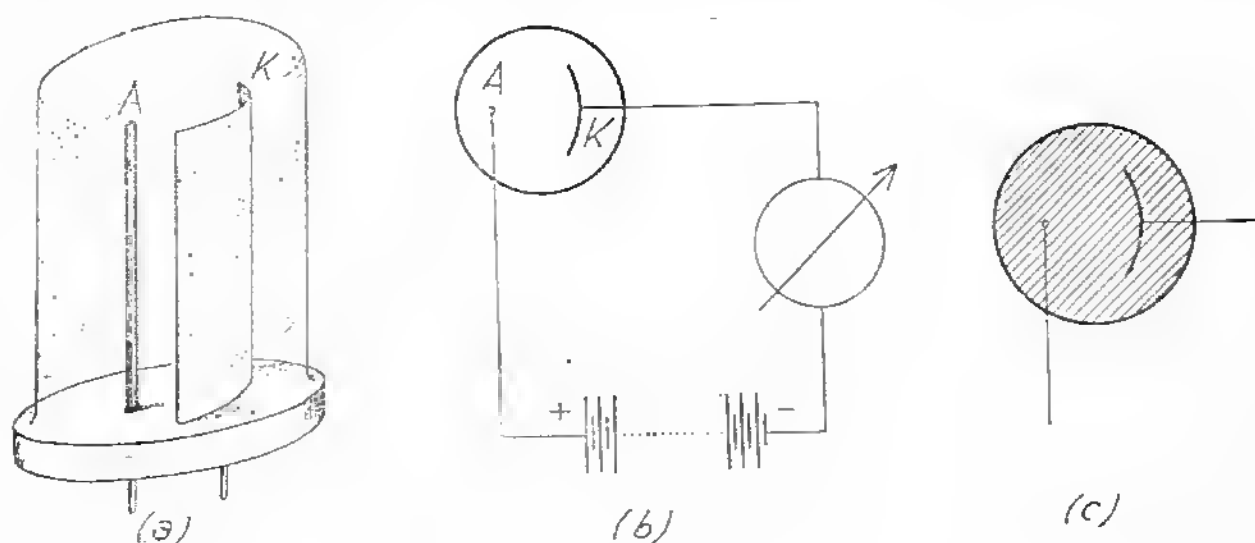
U naznačenom spoju obrazuje se struja a da se na metalnim elektrodama ne mora uspostavljati nikakav napon. Na ovaj način se svetlosna energija prevodi u rad električne struje, pa se može reći da je ovo neka vrsta elemenata slična galvanskim ili termoelementima. Otuda im se može dati i naziv f o t o e l e m e n t i, mada im je čest naziv i fotoćelija sa zaprečnim slojem ili fotonaponska ćelija.

Kao poluprovodnici se za slične svrhe mogu koristiti, pored oksida bakra, i selen, germanijum, silicijum, talijumsulfid i dr.

§ 16. Fotoćelije

Fotoelektrični efekt je našao široke primene u laboratorijama i tehnici. Naročito je u poslednje vreme fotoefekt veoma često iskorišćen za raznovrsna merenja. Primena fotoefekta se obično vrši pomoću takozvanih fotoćelija. To su mali uređaji, elementi odnosno ćelije pomoću kojih se fotoefekt na podesan način koristi za razne ciljeve. Fotoćelije obično služe za prevodenje promena svetlosnog fluksa u promene intenziteta električne struje. Pri tome se mogu razlikovati dve vrste primene. U izvesnim slučajevima se fotoćelije koriste kvantitativno, tj. promene svetlosnog fluksa mogu biti srazmerne promeni jačine anodne struje. U drugim slučajevima fotoćelije reaguju samo na „mrak i svetlo” i na taj način daju samo električni impuls koji služi za brojanje procesa odnosno uključivanje i isključivanje raznih procesa.

a) Fotoćelije u kojima se koristi spoljašnji fotoefekt. — Najčešći oblik ovakve fotoćelije predstavljen je na sl. 16-1a, a njeno shematsko predstavljanje i vezivanje u strujno kolo na sl. 16-1b. To je mali sud od stakla ili kvarca u kome se nalazi



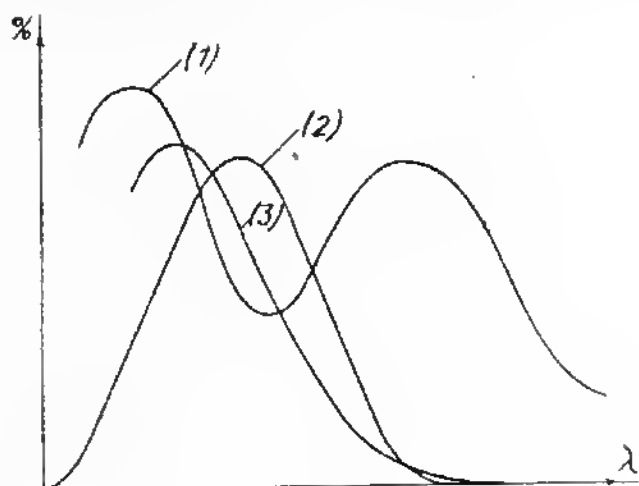
Sl. 16-1

katoda K od fotoosetljivog materijala i anoda A , koja je obično metalna žica ili prsten. U sudu je obično visoki vakuum, a električna veza sa anodom i katodom ostvaruje se elektrodama koje su zatopljene u staklu odnosno kvarcu. Zid suda odnosno cevi gradi se od podesne vrste stakla koja dobro propušta svetlost sa kojom treba da radi fotoćelija. Zato se, na primer, zid gradi od kvarca ako ćelija radi sa ultraljubičastom svetlošću. Fotoosetljivi sloj na katodi je obično od cezijuma (Cs), koji, zahvaljujući malom izlaznom radu elektrona, omogućuje rad fotoćelije sa vidljivom, a i sa infracrvenom svetlošću. Za područje plave vidljive svetlosti može se koristiti kalijum (Ka), a za ultraljubičaste zrake cink (Zn) itd. Katoda je obično metalna pločica od srebra (Ag) ili antimona (Sb). Preko ovih se u tankom sloju nanosi Cs sa primesama raznih oksida tako da u kombinaciji sa podlogom Ag ili Sb daje najpovoljnije karakteristike.

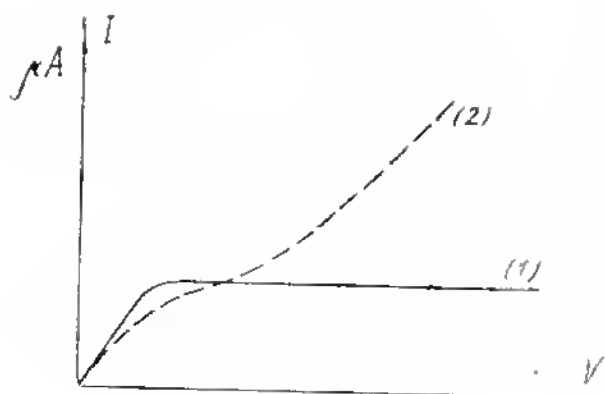
Na slici 16-2 date su spektralne karakteristike vakuumskih fotoćelija $Cs-Ag$ (1), $Cs-Sb$ (2) i $Ka-Sb$ (3). Na apscisnu osu nanete su talasne dužine upotrebljene svetlosti, a na ordinatu relativna osetljivost fotoćelije u % odnosno anodna struja I_a po jedinici svetlosnog fluksa.

Anoda A ima samo ulogu da skuplja fotoelektrone oslobođene sa katode. Obično je dovoljan napon od oko 20 V pa da svi oslobođeni elektroni dospeju na anodu odnosno da se uspostavi struja zasićenja.

Povoljna karakteristika ovakvih vakuumskih fotoćelija je beznačajna inercija, pa se i veoma brze promene svetlosnog fluksa koji pada na fotoćeliju mogu registrovati. Nepovoljna osobina im je veoma mala anodna struja — samo nekoliko μA .

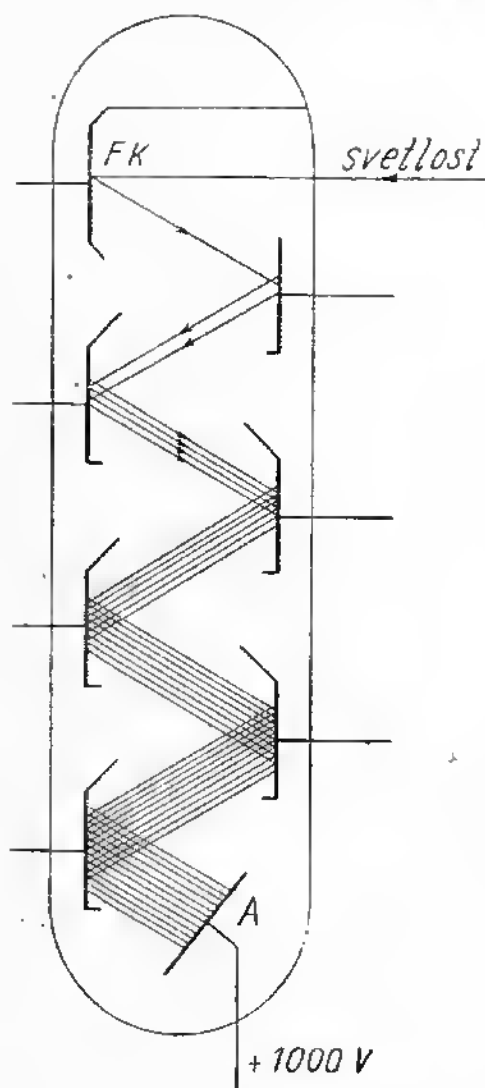


Sl. 16-2



Sl. 16-3

Povećanje anodne struje može se postići uvođenjem nekoga gasa u fotoćeliju pod pritiskom koji je manji od 1 mm Hg. To su gasne fotoćelije,



Sl. 16-4

čiji je simbol predstavljen na sl. 16-1c, a razlikuje se od simbola za vakuumске ćelije samo šrafurom. Prisustvo gasa povećava anodnu struju ćelije efektom udarne jonizacije. Oslobođeni fotoelektroni sa katode bivaju ubrzani poljem anode i u stanju su da jonizuju neutralne molekule gasa sa kojima se na svom putu sudare. Naravno, anodni napon ne sme biti tako veliki da bi se kroz gas održavalo spontano pražnjenje, jer tada anodna struja ne bi više zavisila od fotoelektrona odnosno od svetlosnog fluksa. Prisustvo gasa praktično povećava anodnu struju ćelije 3—5 puta. Na slici 16-3 prikazane su uporedo naponske karakteristike za vakuumsku fotoćeliju (kriva 1) i gasnu (kriva 2). Na apscisnu osu grafikona nanet je anodni napon, a na ordinatnu osu anodna struja, pri čemu se svetlosni fluks održava konstantnim. Dobivena kriva se obično naziva naponska karakteristika. Iz grafikona se vidi da kod vakuumskih ćelija dolazi do zasićenja anodne struje, dok se ovo zasićenje ne javlja kod gasnih ćelija. Uopšte uzevši, gasna ćelija daje znatno veće anodne struje pri istom svetlosnom fluksu, što je u praktičnim primenama podesnije.

U poslednje vreme je ušla u široku upotrebu fotoćelija koja se naziva fotomultiplikator (sl. 16-4). U ovim ćelijama se fotoefekt povećava u intenzitetu pomoću sekundarne emisije elektrona.

Kao kod obične ćelije, svetlost pada na fotokatu K. Oslobođeni fotoelektroni bivaju sada ubrzani prvom pomoćnom anodom A_1 . Ovim ubrzanjem fotoelektroni dobivaju dovoljno energije da udarom u anodu A_1 mogu iz ove osloboditi veći broj elektrona (3—10 puta). Novooslo-

bodene elektrone ubrzava sada druga pomoćna anoda A_2 , koja se nalazi na višem potencijalu od A_1 . Na taj način se proces ponavlja onoliko puta koliko ima pomoćnih anoda, sve dok jako uvećani broj elektrona ne padne na glavnu anodu A , koja je vezana u anodno kolo. Naponi na pomoćnim anodama su podešeni u kaskadama tako da svaka sledeća anoda ima viši potencijal odnosno pozitivni napon prema prethodnoj, a najviši napon ima glavna anoda A . U svakoj kaskadi se broj slobodnih elektrona povećava, a zatim ubrzava. Ovakav uređaj ujedno ima ulogu amplifikatora (pojačivača), pa se naziva i kaskadni amplifikator.

U praksi se izrađuju fotomultiplikatori do 10 kaskada. Tada je napon na glavnoj anodi 1 000 V, a anodna struja se povećava i do 10^5 puta. Podesnom konstrukcijom se postiže da anodna struja uprkos velikom pojačanju ostaje srazmerna primarnom svetlosnom fluksu.

b) *Fotoćelije sa unutrašnjim fotoefektom.* — U ovoj grupi fotoćelija razlikuju se dva tipa:

- 1) *Fotoćelije sa zaprečnim slojem (fotocementi),*
- 2) *Fotootpornici.*

Princip fotoćelije sa zaprečnim slojem opisan je u § 15, sa prikazom na slici 15-5. Pored opisane kombinacije Cu_2O , u poslednje vreme se primenjuju i druge kombinacije, kao: selen na srebru, olovooksid na niklu i kalijumsulfid na zlatu. Opšta odlika ovih fotoćelija je da ne zahtevaju električni izvor. One svetlosnu energiju prevode u električnu i predstavljaju male električne izvore, te se zato nekad nazivaju *fotoelementima*. Nezgoda je što imaju veliku inerciju, pa se ne mogu primenjivati za dinamička merenja. Naime, gornji prozirni metalni sloj sa donjom metalnom podlogom obrazuje kondenzator značajnog kapaciteta i njegovo „punjenje” zahteva vreme od 0,25—1 s, što predstavlja značajnu inerciju. Pod dejstvom svetlosti se u ovakvoj fotoćeliji javlja elektromotorna sila od oko 0,4 V. U slučaju da je otpornost celog strujnog kola sa instrumentom 1 000 Ω , javiće se struja od 0,4 mA, što je dovoljno za direktno pokretanje mernog instrumenta. Da bi struja u kolu bila srazmerna svetlosnom fluksu, mora se otpornost kola načiniti što nižom.

Fotootpornici su fotoćelije čije se dejstvo zasniva na promeni otpornosti poluprovodnika pod dejstvom svetlosti (§ 15). To je pločica od izolatora na kojoj je nanesen tanak sloj (0,3—3 μ) nekog poluprovodnika, kao: kadmijumsulfid, cinksulfid, selentelur, olovosulfid, galijumarsenid i dr. Elektrode su obično u obliku metalnih oštrica na suprotnim ivicama pločice. Napon među elektrodama koji se dobiva iz drugog izvora kreće se oko 200 V. Kad je ovakva fotoćelija u mraku, kroz nju protiče izvesna struja koja se naziva *tamna struja*. Kad svetlost padne na sloj poluprovodnika, dolazi do eksitacije elektrona, otpornost sloja tada opadne i do deset puta, a u istoj razmeri se povećava struja kroz fotoćeliju. Ovakvo povećanje struje je srazmerno svetlosnom fluksu koji pada na fotoćeliju, jer se i eksitacija elektrona u provodniku vrši srazmerno svetlosnom fluksu. Sloj poluprovodnika je osetljiv na vlagu ili je podložan oksidaciji na vazduhu, pa se često ovakve fotoćelije zatvaraju u staklene sudove ili cevi. I ova vrsta fotoćelija ima značajnu inerciju od oko 100 μ s. Nezgoda je što su karakteristike poluprovodnika jako zavisne od neznatnih primesa, pa se pri proizvodnji teško reprodukuje materijal konstantnih osobina. I tokom rada se karakteristike ovih ćelija mogu u značajnom iznosu menjati.

Kao što je rečeno u početku ovog paragrafa, fotoćelije nalaze danas vrlo široku i raznovrsnu primenu. Fotoćelije sa spoljašnjim efektom se uglavnom koriste za dinamička merenja intenziteta svetlosti. Pomoću vakuumskih fotoćelija mogu se vršiti merenja promene svetlosnog fluksa i kada se ovaj menja vrlo visokom frekvencijom. Gasne fotoćelije već pokazuju značajnu inerciju i nisu podesne

za frekvencije veće od 10^4 Hz. Gasne i vakuumske ćelije našle su značajnu primenu u reprodukciji zvuka kod tónfilma. Pomoću Kerrove ćelije (videti § 224, II knjiga) oscilacije zvuka se snimaju na filmsku traku, na kojoj ostaju svetle i tamne pruge u ritmu zvuka. Prilikom reprodukcije se tanak svetlosni snop propušta kroz ovaj deo filma, koji se kreće konstantnom brzinom, i upućuje na fotoćeliju u kojoj se oscilacije svetlosnog fluksa prevode u električne. Dobivene električne oscilacije, koje se vrše u ritmu snimljenog zvuka, dalje se pojačavaju i odvođe u zvučnik.

U § 8 je opisana upotreba fotomultiplikatora za scintilacione brojače.

Fotoćelije sa zaprečnim slojem (fotoelementi) obično se koriste za statička merenja osvetljenosti. Kao najpoznatiji primer navodimo luksmetar, koji se koristi u fotografiji.

Fotootpornici uglavnom služe za dobivanje signala u razne svrhe. Na primer, ako se na vratilo neke mašine stavi malo ogledalo koje se obrće zajedno sa vratilom, onda se jedan svetlosni snop može pomoću ovog ogledala uputiti na fotoćeliju. Pri svakom obrtaju mašine fotoćelija daje jedan električni impuls koji omogućuje tačno brojanje obrtaja.

Uopšte se mnoge pojave kretanja tela, dimenzije predmeta, providnost itd. mogu podesno prevesti u promene svetlosnog fluksa, koje se dalje pomoću fotoćelija lako mere. Ovakve primene fotoćelija su veoma česte u savremenoj tehnici, a posebno u automatici. U ovakvim slučajevima se fotoćelije često nazivaju i fotoelektrični pretvarači ili davači.

ZADACI

1) Odrediti granične frekvencije za spoljašnji fotoelektrični efekt na cezijumu i aluminijumu. Vrednosti za izlazni rad elektrona uzeti iz tablice na str. 130 II knjige.

2) Granična frekvencija fotoefekta na volframu je $2\,300 \text{ \AA}$. Odrediti maksimalnu brzinu fotoelektrona sa volframa ako se osvetli ultraljubičastim zracima talasne dužine $\lambda = 1\,900 \text{ \AA}$.

3) Kad se površina nekog metala osvetli ultraljubičastim zracima talasne dužine $\lambda = 3\,000 \text{ \AA}$, napon zaustavljanja fotoelektrona iznosi $0,15 \text{ V}$. Odrediti graničnu frekvenciju i izlazni rad elektrona za dati metal.

4) Napon kočenja fotoelektrona sa nekog metala iznosi $0,66 \text{ V}$ ako se ovaj izloži zračenju talasne dužine $2\,790 \text{ \AA}$. Kad se isti metal izloži zračenju talasne dužine $2\,450 \text{ \AA}$, napon kočenja iznosi $1,26 \text{ V}$. Sa poznatim vrednostima za naelektrisanje elektrona i brzinu svetlosti odrediti vrednost Planckove konstante h i izlazni rad elektrona za dati metal.

5) Čestica aluminijumske prašine mase $m = 2,2 \cdot 10^{-18} \text{ g}$ lebdi slobodno u vazduhu. Koliku brzinu dobije čestica ako emituje fotoelektron pod dejstvom svetlosnog kvanta čija je frekvencija $8 \cdot 10^{17} \text{ Hz}$? Izlazni rad za aluminijum iznosi $4,25 \text{ eV}$. Smatrati da je čestica bila u miru pre emisije fotoelektrona i da je pravac brzine emitovanog elektrona upravan na pravac kretanja fotona.

$$v = \frac{m_e}{m} \sqrt{\frac{2 h \nu}{m_e}} - A$$

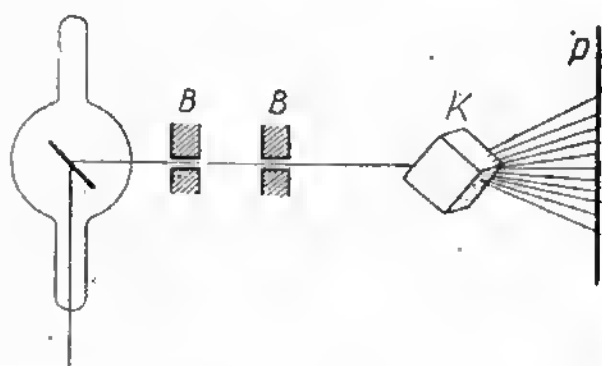
DIFRAKCIJA I SPEKTROSKOPIJA X-ZRAKA

§ 17. Difrakcija X-zraka

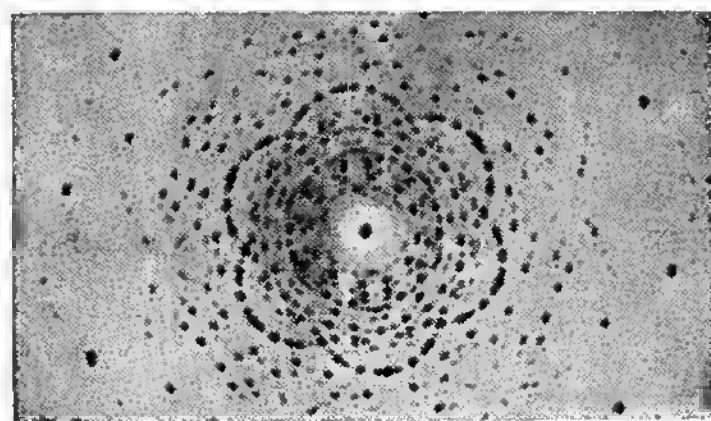
Pri prolazu X-zraka kroz tela vrši se u izvesnoj meri i rasipanje zračenja. Ako se paralelni snop X-zraka propusti kroz neko telo, on će jednim delom izaći iz tela kao paralelni snop, ali se u okolini tela može konstatovati da se izvestan deo zračenja rastura u svim pravcima oko tela. To rasipanje je kod amorfniha tela difuzno. Ova pojava pokazuje da kvanti X-zračenja stupaju u interakciju sa atomima tela. Te interakcije se mogu grubo smatrati sudarima fotona sa atomima tela, pri čemu fotoni mogu skrenuti u svim pravcima.

Ako je na telo usmeren koherentni snop X-zraka, može nastupiti interferencija među rasutim zracima, koji su se odbili od različitih atoma, a zatim sastali prešavši različite puteve. Međutim, ova interferencija ne može doći do makroskopskog izraza ako su atomi u telu nepravilno raspoređeni. Sasvim će drugi slučaj biti ako su atomi pravilno raspoređeni, na primer u kristalnim telima. Pravilan raspored atoma u kristalima može na X-zrake da deluje slično optičkoj rešetki kod svetlosti.

Posle otkrića X-zrakova nije mogla biti dokazana njihova difrakcija na optičkoj rešetki zato što je talasna dužina X-zraka vrlo mala (oko 10^{-8} cm), pa nije mogla biti načinjena optička rešetka na kojoj bi rastojanja među zarezima bila ovog reda veličine, što je neophodno za difrakciju. Međutim, rastojanja među atomima su



Sl. 17-1

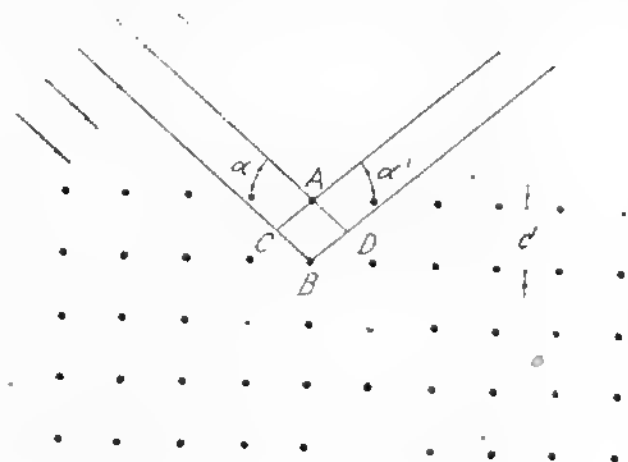


Sl. 17-2

istog reda veličine, pa se moglo pretpostaviti da kristal sa svojim pravilnim rasporedom atoma može da posluži kao optička rešetka za X-zrake. Fridrich i Knipping (1912. godine) izvršili su oglede u tom pravcu prema sugestiji M. Lauea. Aparatura za ove eksperimente predstavljena je principijelno na sl. 17-1. Pomoću blendi $B-B$ od olova usmeren je uzani snop X-zraka na jedan kristal K cink-sulfida. Iza kristala je na put X-zraka stavljena fotografska ploča P . Posle izazivanja na ploči je dobivena slika, koja se obično naziva *Laueov dijagram*, predstavljen na sl. 17-2. U centru slike veći crni kružić predstavlja mesto gde

je pao direktni snop X-zraka koji je prošao kroz kristal bez skretanja. Ostale simetrično rasporedene crne površine predstavljaju mesta na koja su padali skrenuti snopovi X-zraka većeg ili manjeg intenziteta.

Objašnjenje ove pojave može se jednostavno prikazati na sledeći način. Neka je na sl. 17-3 predstavljen shematski presek kroz neki kristal u kome su atomi pravilno raspoređeni u ravnima na podjednakim rastojanjima. Crne tačke



Sl. 17-3

predstavljaju mesta na kojima se nalaze atomi od kojih se kvanti X-zraka rasipaju u svim pravcima. Usled strogo jednakih međusobnih rastojanja među atomima i pravilnog rasporeda postoje u izvesnim pravcima mogućnosti za interferenciju koje vode zajedničkom rezultatu. Izdvojimo iz mnoštva paralelnih zraka koji padaju na kristal samo dva, kako bi se uslovi interferencije mogli jednostavno prikazati. Pretpostavimo da su ova dva zraza stupila u interakciju sa dva susedna atoma A i B koji se nalaze na rastojanju d . Neka posle „rasipanja” oba zraza produžuju paralelno, ali tako da ugao α , koji

zraei zahvataju sa ravni u kristalu, bude jednak sa uglom α' , pod kojim zraci odlaze. Razlika puteva ova dva zraza iznosi $CB + BD$ ako su AC i AD normale na pravac zraza. Iz pravouglih trouglova ACB i ADB je onda $CB = d \sin \alpha$ i $BD = d \sin \alpha$. Tada je razlika puteva $CB + BD = 2d \sin \alpha$. Prema uslovima interferencije (§ 200, knjiga II) javlja se maksimalno pojačavanje ova dva zraza ako je razlika puteva jednaka celom broju z talasnih dužina λ , tj. za maksimalno pojačavanje važiće

$$2d \sin \alpha = z\lambda, \quad (17,1)$$

gde je z svaki ceo broj. Vratimo se sada na mnoštvo zrakova koji padaju na kristal i veliki broj atoma koji se nalaze u kristalu. Može se lako zaključiti da će za sve zrake koji se rasipaju od svih ostalih ravni u kristalu a odlaze pod istim uglom α važiti isti uslovi interferencije. Isti uslovi će važiti i za sve zrake koji padaju levo i desno od pravca AB na slici. Iz ovoga sledi da će u izvesnim pravcima postojati samo pojačavanje, što će se odraziti kao makroskopski snop zrakova u tom pravcu. U drugim pravcima koji ne zadovoljavaju relaciju (17,1) nema uslova za pojavu makroskopskog snopa zrakova. Treba imati na umu da broj z može imati više vrednosti, pa postoji i više pravaca za koje je zadovoljena jednačina (17,1). Isto tako, ako je snop zrakova koji pada na kristal sastavljen iz više talasnih dužina, onda će za svaku talasnu dužinu postojati serija pravaca za razne vrednosti z . Najzad da ovde samo napomenemo da u kristalu može postojati i više ravni u različitim pravcima koje mogu da deluju na način prikazan na sl. 17-3. Na ovaj način se objašnjava izgled Laueovog dijagrama na sl. 17-2. Svaka crna mrlja na ovom dijagramu van direktnog pravca predstavlja po jedan od opisanih pravaca za koji važi relacija (17,1).

Ako se u celini posmatra opisana pojava na sl. 17-3, dobiva se utisak da se pojava dešava slično kao i pri odbijanju svetlosti, sa razlikom što se ovde „odbijanje” vrši od cele unutrašnjosti kristala, a ne samo od površinskih slojeva, kao što je slučaj kod ogledala. Usled toga se ova pojava često naziva selektivnom refleksijom, jer se ovakvo odbijanje vrši selektivno, tj. samo pod izvesnim uglovima koji zadovoljavaju relaciju (17,1).

Laueov dijagram bio je prvi važan i pouzdan dokaz o talasnoj prirodi X-zraka, jer su difrakcija i interferencija specifične osobine talasnog kretanja. Nešto kasnije je difrakcija X-zraka dokazana i sa običnom optičkom rešetkom na koju je snop X-zraka pušten da pada skoro tangencijalno na ravan rešetke. Ako se zarezi na optičkoj rešetki projektuju na ravan koja stoji skoro upravno na ravan rešetke, onda su projekcije zareza mnogo bliže jedna drugoj nego na samoj rešetki. Na taj način, za zrake koji padaju skoro tangencijalno na rešetku rastojanja među zarezima su mnogo manja i približuju se talasnoj dužini X-zraka, što predstavlja uslov za pojavu difrakcije.

Otkrivanje opisane pojave difrakcije X-zraka na kristalima predstavlja početak jedne oblasti fizike koja je od velikog značaja za atomsku fiziku i tehniku. Relacija (17,1) predstavlja matematički odnos među mikroskopskom veličinom d i uglom skretanja α . Rastojanje d je stvarno rastojanje među atomima u kristalu, a ugao α je makroskopska veličina koja se lako meri uredajem predstavljenim na sl. 17-1. Ovakvi i slični metodi su, prema tome, omogućili precizna merenja atomskih veličina. Ovo je bio, a i do danas ostao, jedan od najvažnijih puteva za ispitivanje strukture materije. Metod ima veliku preciznost tako da se njime mogu ispitivati ne samo raspored atoma u kristalu i njihovo međusobno rastojanje već i oscilacije atoma oko ravnotežnih položaja, a zatim deformacije i otpornost materijala. Iz ovih ispitivanja se posebnim putem dolazi i do mnogo drugih veličina i osobina atoma. U tehnici su ovakvi metodi naročito važni za ispitivanje materijala. Progres savremene metalurgije se najvećim delom oslanja na opisane metode. Najzad, izneti principi omogućuju i spektroskopiju X-zraka, koja je takode imala važnu ulogu u razvoju atomske fizike.

Otkrića X-zraka i radioaktivnosti smatraju se početkom moderne fizike.

§ 18. Eksperimentalno ispitivanje strukture kristala pomoću difrakcije X-zraka

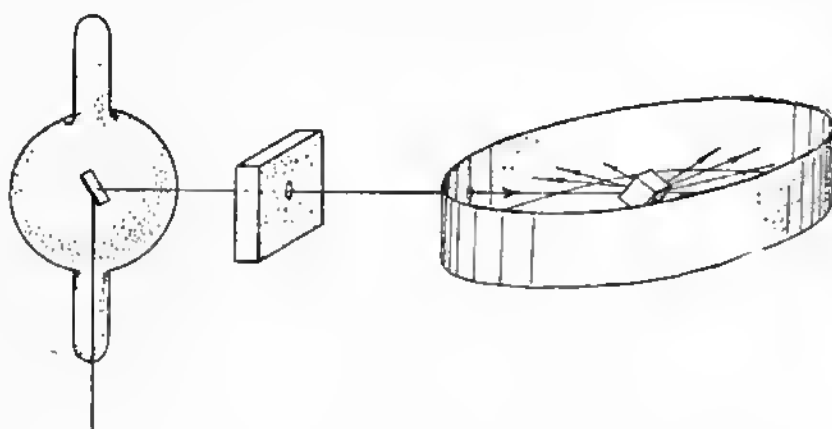
U prethodnom paragrafu je prikazano kako se na svakoj ravni u kristalu u kojoj su raspoređeni atomi može vršiti difrakcija X-zraka i da svaka ravan daje po jednu seriju difrakcionih likova na Laueovom dijagramu. Ovde se, naravno, pod jednom ravni u kristalu podrazumeva samo pravac mnoštva paralelnih ravni u celoj unutrašnjosti kristala po kojima su raspoređeni atomi. Ove ravni odgovaraju pljosnima u kristalografiji. Kako ove ravni daju efekt sličan optičkoj rešetki, one se obično nazivaju *kristalnom rešetkom*, a pošto ravni ispunjavaju ceo prostor kristala, nazivaju se i *prostornom rešetkom*.

S obzirom na pravilnosti i simetrije koje pokazuje raspored atoma, u jednom kristalu ima obično više ovakvih ravni različitih pravaca. Već prema spoljašnjem obliku kristala moglo se zaključiti da se oni sastoje od elemenata (ćelija) koji su naslagani jedan pored drugog tako da se redanje atoma periodično ponavlja za svaki dalji element. Redanjem ovakvih elemenata po istom pravilu dolazi se onda do spoljašnjeg oblika kristala. S obzirom na oblike elemenata u kristalografiji su ovi podeljeni u 32 grupe prema mogućim pljosnima, osama i centrima simetrije. Kada se uzmu u obzir i razne mogućnosti redanja elemenata, u kristalografiji je ustanovljeno 230 prostornih grupa kristala. To pokazuje da je ispitivanje strukture kristala difrakcijom X-zraka veoma složen problem, pa je razumljivo da je za ovakva ispitivanja morala biti uvedena izvesna sistematika tretiranja opisanih pljosni u kristalima. Ova sistematika je izneta u odeljku Fizika čvrstog tela.

Ovde će ukratko biti opisani osnovni metodi koji se u praksi primenjuju za ispitivanje strukture kristala.

a) *Ispitivanje strukture kristala Laueovim dijagramom.* — U § 17 je opisan postupak za dobijanje Laueovog dijagrama. Za ovu vrstu snimaka primenjuju se X-zraci koji sadrže čitav spektar talasnih dužina, odnosno „beli” X-zraci. Ugao selektivne refleksije prema jednačini (17,1) je funkcija talasne dužine, pa će svaka talasna dužina koju sadrži upotrebljeni snop X-zraka dati po jedan difrakcioni lik na Laueovom dijagramu. S druge strane, svaka pljosan u kristalu daje mogućnost selektivne refleksije sa čitavom serijom difrakcionih likova različitog reda, tj. za svako moguće z u jednačini (17,1) dobija se po jedan lik. Iz ovoga se vidi da je analiza Laueovog dijagrama veoma složen problem, pa stoga ovaj metod nije podesan za praktičnu upotrebu. No ipak u izvesnim slučajevima ovaj metod ima prednosti nad ostalim. Inače, mnogo jednostavnije rezultate daje upotreba monohromatskih X-zraka.

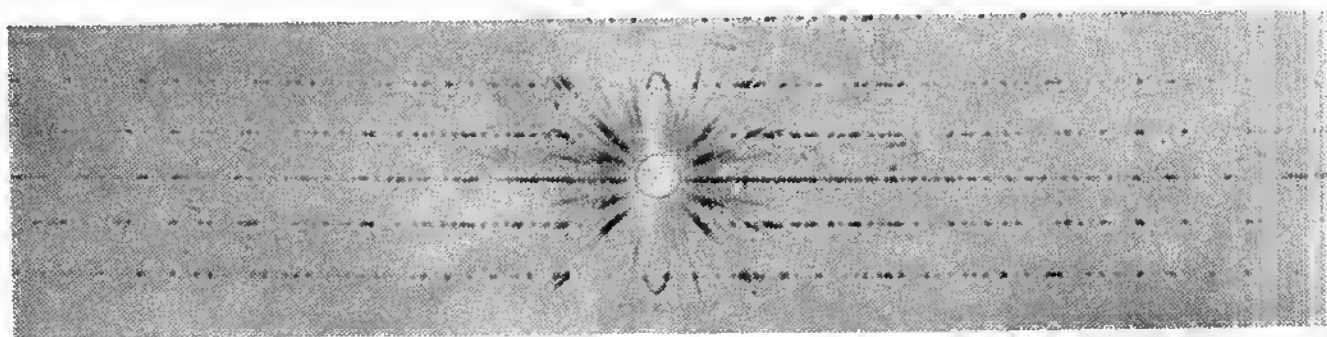
b) *Metod rotacije kristala.* — Ovaj metod je sličan Laueovom, s tom razlikom što se kristal za vreme snimanja lagano okreće konstantnom ugaonom



Sl. 18-1

brzinom oko vertikalne ose (sl. 18-1). Fotografirana ploča ovde nije ravna već je upotrebljen film koji se prislanja uz unutrašnju površinu cilindra čija se osa poklapa sa osom rotacije kristala. Opisane pljosni u kristalu vrše selektivnu refleksiju paralelnog snopa X-zraka. Pri ravnomernoj rotaciji kristala ova „ogledala” sukcesivno dolaze u povoljan selektivni ugaon i daju reflektovani snop koji pada na

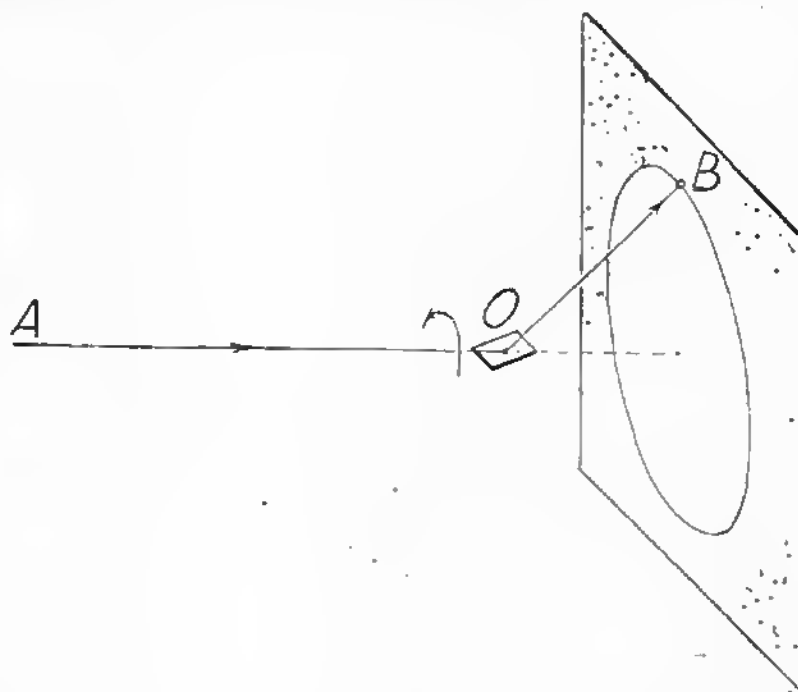
fotografsku ploču. Na slici 18-2 data je takva fotografija. Na sredini ploče je direktni trag, a oko njega se na različitim visinama redaju difrakcioni likovi. Posebne okolnosti se dobivaju ako se jedna od osa kristala poklapa sa osom rotacije. Tada se na filmu dobivaju horizontalne linije. Iz rasporeda ovih linija i difrakcionih likova se složenom studijom dolazi do položaja ravni u kristalu.



Sl. 18-2

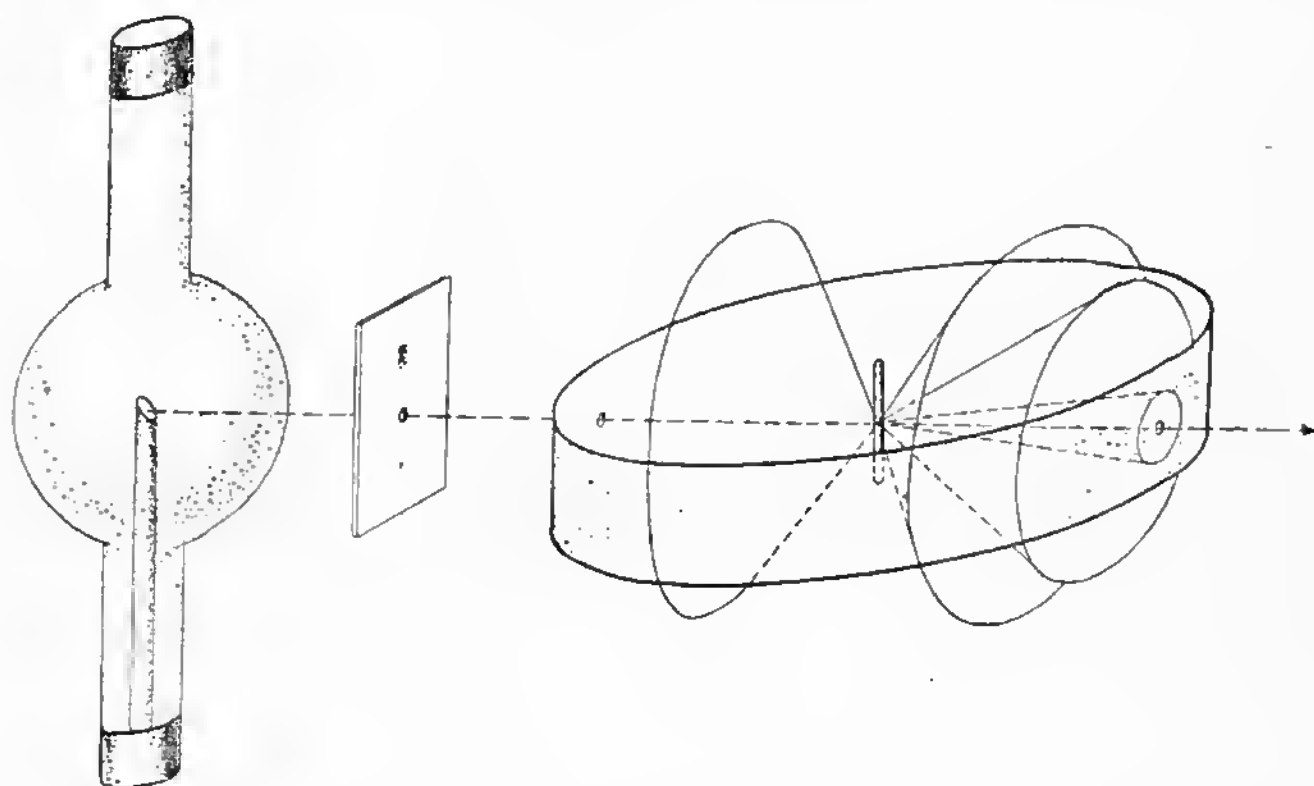
c) *Metod kristalnog praha.* — Ovaj metod je veoma podesan i koristi se mnogo pri ispitivanju strukture materijala. Za ispitivanje se, umesto velikog kristala, uzima kristalni prah od datog materijala. Ovde ne igra ulogu veličina kristala u prahu jer kristal, ma bio i submikroskopske veličine, zadržava raspored pljosni. Uredaj je sasvim sličan prethodnom, s tom razlikom što se umesto rotirajućeg kristala uzima manja količina praha u kristalnom stanju. Takav prah sadrži vrlo sitne kristale čije su ose orijentisane statistički uzev u svim pravcima podjednako. Među mnoštvom kristala nade se uvek izvestan broj koji po svojoj orijentaciji ispunjava uslove za selektivnu refleksiju. Međutim i ti kristali koji ispunjavaju

uslove refleksije raspoređeni su u svim pravcima podjednako, ali tako da prema svakom upadni zrak pada pod selektivnim uglom. Neka je O na slici 18-3 malo ogledalo čija ravan zahvata selektivni ugao α sa upadnim zrakom AO . Zrak se odbija od ogledala i pada u tačku B . Zamislamo sada da se ogledalo obrće oko ose koja se poklapa sa pravcem upadnog zraka AO . Tada će tačka B opisati krug, a odbijeni zrak OB će pri tom opisati konus čija je osnova krug B , a vrh leži u tački O , odnosno u tački u kojoj upadni zrak pogada ogledalo.



Sl. 18-3

Neka je sada umesto ogledala uzeta izvesna zapremina kristalnog praha, a upadni zrak je paralelni snop X-zraka koji je upotrebljavan i pri prethodnim metodima. Kristali u prahu se svakako ne obrću, ali će se među njima naći neki koji svojom ravni zahvataju jedan selektivni ugao sa upadnim zrakom, a odgovaraju izvesnom položaju ogledala, recimo onom na sl. 18-3. Približno isti broj drugih kristala zahvataće isti selektivni ugao sa upadnim zrakom, ali će odgovarati položaju ogledala kada se ono obrne za izvestan mali ugao. I tako će

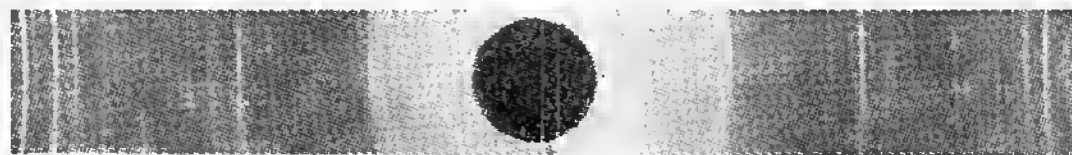


Sl. 18-4

svakom položaju ogledala odgovarati po izvestan broj kristala. Krajnji ishod je isti kao i sa ogledalom na sl. 18-3. Odbijeni zruci sa kristalnog praha će obrazovati konus čija je osnova krug koji grade difrakcioni likovi od svih kristala, a koji svojim pljosnima zahvataju dati selektivni ugao sa upadnim zrakom. Razne pljosni u kristalima daju onda različite krugove koje grade difrakcioni likovi. Na slici 18-4 predstavljena je principijelno takva aparatura, a na sl. 18-5 jedan

snimak dobiven na opisani način. Ovakav metod su najpre primenili Debye i Scherrer nezavisno jedan od drugog, pa se ova vrsta snimaka naziva Debye-Scherrerov dijagram.

Pošto se po ovom metodu difrakcioni likovi obavezno dobivaju kao krugovi, dovoljno je da se za fotografisanje uzme samo uzana traka koja se postavlja po horizontalnom krugu. Može se lako zaključiti da će linije na snimku biti konkavne prema centru, u koji pada direktni zrak, sve dok ugao skretanja ne dostigne vrednost od 90° . Tačno pri ovom uglu su linije na dijagramu prave, a preko ovog ugla linije postaju konveksne prema centru.



Sl. 18-5

Svakom paru linija na Debye-Scherrerovom dijagramu odgovara jedna pljosan u kristalu. Iz broja i rastojanja ovih linija može se složenom studijom rekonstruisati raspored atoma u kristalima. Svaka vrsta kristala daje nezavisno svoje linije na snimku, pa se na ovaj način može vršiti i analiza prema vrstama kristala u ispitivanom prahu. Mnoga kompaktna tela imaju kristalnu strukturu čiji kristali mogu biti i submikroskopske veličine. I u ovakvim čvrstim telima su kristali raspoređeni u svim pravcima statistički, pa je i za njih moguća analiza ovim metodom, što je od velikog značaja za ispitivanje materijala u tehnici.

Ovaj metod ima i jednu veoma podesnu karakteristiku. Naime, kada je ugao skretanja zraka približno 90° , pomeranje linija u odnosu na promenu rastojanja d među atomima je vrlo veliko. Ovo se može ustanoviti i matematičkom analizom jednačine

$$2d \sin \alpha = n\lambda.$$

Diferenciranjem se dobiva

$$\sin \alpha dd + d \cos \alpha d\alpha = 0,$$

odakle je

$$\frac{d\alpha}{d} = -\frac{\tan \alpha}{d}.$$

Ako ugao $\alpha \rightarrow \frac{\pi}{2}$, količnik $\frac{d\alpha}{d}$ postaje vrlo veliki, što omogućuje veliku moć razdvajanja linija odnosno vrlo precizna merenja promene rastojanja atoma d . Ovo je od naročite važnosti pri ispitivanju promene rastojanja među atomima pri elastičnim deformacijama tela, pri termičkom širenju tela, pri ispitivanju vibracija atoma i molekula itd.

Ovde je dat pregled samo tri najvažnija metoda ispitivanja strukture kristalnih tela na osnovu difrakcije X-zraka na prostornoj rešetki kristala. Kao što je rečeno, prvi metod ima pretežno istorijski značaj. Danas je razradeno više sličnih metoda, ali se svi uglavnom oslanjaju na principe koji su ovde izneti. Svim ovakvim metodima osnovni cilj je što tačnija reprodukcija sastava kristala i rasporeda atoma u njima. Iz dobivenih eksperimentalnih rezultata se složenim i studioznim analizama dolazi do strukture kristala. Ovo nekad predstavlja vrlo dug i težak put. Obično se moraju primeniti različiti metodi da bi se dobila kompletna slika kristala. Ovo je od naročite važnosti ne samo u fizici već i u proučavanju tehničkih materijala.

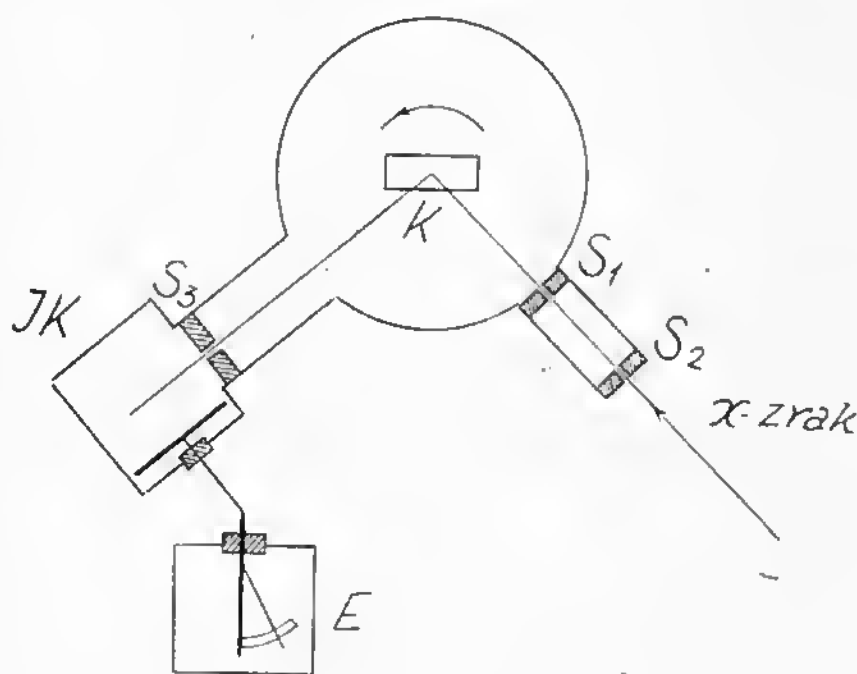
Rezultati dobiveni na ovaj način pružaju dalje nove mogućnosti. Primera radi, navešćemo ovde jednu od najvažnijih. Najtačnija savremena merenja Avogadrovog broja N oslanjaju se na određivanje strukture kristala. Ako se veoma precizno odredi raspored atoma u kristalu i njihovo međusobno rastojanje, onda je sa velikom pouzdanošću određen i broj atoma u kristalu, a time je određen i Avogadrov broj N . Kad se raspolaže pouzdanom vrednošću za N i Faradayevu konstantu F , onda se određuje i elementarno naelektrisanje $e = N/F$. Tako se potpuno nezavisno od Millikanovog metoda uljane kapljice dolazi do vrednosti za e . Slaganje rezultata dobivenih na dva različita načina predstavlja najbolju potvrdu dobivenih vrednosti, a ujedno i potvrdu osnovnih koncepcija. To je istovremeno i najbolji put progresa fizike i nauke uopšte.

Najzad treba napomenuti da su opisana ispitivanja strukture kristala omogućila razvoj jedne savremene oblasti fizike — fizike čvrstog tela, o kojoj će biti reči kasnije.

§ 19. Spektroskopija X-zraka

Sve do otkrića difrakcije X-zraka na kristalnoj rešetki nisu mogli biti dobiveni spektri u području X-zraka. Indeks prelamanja X-zraka se i suviše malo razlikuje od jedinice da bi se na principu prizme mogao dobiti spektar X-zraka. S druge strane, talasne dužine X-zraka su mnogo manje nego kod vidljive svetlosti, tako da je i za X-zrake i najfinija optička rešetka bila i suviše gruba da bi mogla da pokaže efekte difrakcije potrebne za dobivanje spektra. Tek je otkriće difrakcije X-zraka na kristalima omogućilo dobivanje spektara u oblasti X-zraka, što je bilo od velikog značaja za dalji razvoj atomske fizike.

Na slici 19-1 prikazan je principijelno spektroskop za X-zrake, koji su konstruisali W. H. i W. L. Bragg 1913. godine. Uzani paralelni prorezi S_1 i S_2 izrezani su u olovnim pločama i imaju ulogu kolimatorskog proreza. Ako se ispred ovih proreza postavi izvor X-zraka, onda se iza razreza dobiva snop X-zraka u obliku pljosnate trake. Ovaj snop pada na kristal K , koji je postavljen na goniometru tako da se ugao obrtanja kristala može precizno meriti. Kristal se obrće oko ose koja na slici stoji upravno na ravan crteža. Jedan deo snopa X-zraka selektivno se odbija od kristala ako selektivni ugao α odgovara jednačini (17,1), po kojoj je $2d \sin \alpha = n\lambda$. (Ova jednačina se često naziva i Braggova jednačina.) Kad se kristal K obrće, postupno dolazi do

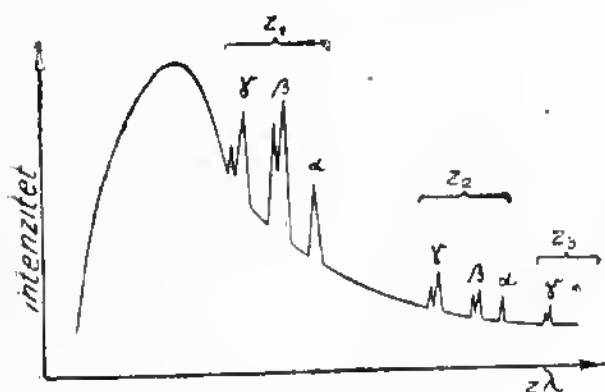


Sl. 19-1

selektivne refleksije raznih talasnih dužina iz kojih se sastoji snop X-zraka. Iza kristala, na put selektivno odbijenog zraka, postavljena je jonizaciona komora JK , koja služi za detekciju i merenje intenziteta odbijenog zraka. Pre ulaska u komoru snop prolazi još kroz jedan uzani razrez S_3 . Da bi odbijeni snop uvek padao u razrez S_3 , mora se komora obrtati oko iste ose oko koje se obrće i kristal. Naravno, pri tom se komora uvek mora obrnuti za dvostruki ugao za koji

se obrne kristal. (X-zrak se odbija slično kao i kod ogledala, a poznata je činjenica da odbijeni zrak skreće za dvostruki ugao od onog za koji se obrne ogledalo.) U jonizacionoj komori X-zraci jonizuju gas, pa se elektrometrom E meri njihov intenzitet. Postupnim obrtanjem kristala i komore i paralelnim merenjem intenziteta dobiva se spektar X-zraka koji prolaze kroz proreze S_1 i S_2 . Ako se na apscisnu osu nanese $z\lambda$, a na ordinatnu intenzitet, dobiva se spektar predstavljen na sl. 19-2.

Opisani Braggov spektroskop za X-zrake je u istorijskom pogledu prve vrste. Iako danas postoji više savršenijih vrsta rendgenskih spektrometara, ipak u osnovi princip ostaje isti.



Sl. 19-2



Sl. 19-3

Umesto jonizacione komore može se postaviti fotografska ploča, pa se tada spektar dobiva slično kao kod svetlosnih spektrografa. Na slici 19-3 data je fotografija spektra X-zraka dobivena po istom principu kao i kod opisanog Braggovog spektrometra, samo je umesto komore upotrebljen fotografski film. Špicevima intenziteta na sl. 19-2 odgovaraju linije na fotografski snimljenom spektru (sl. 19-3).

Spektrometar sa jonizacionom komorom ima izvesnih prednosti kada se zahtevaju kvantitativna merenja. Naime, kvantitativna merenja intenziteta linija su pouzdanija sa jonizacionom komorom, mada se danas posebnim postupkom može dosta pouzdano odrediti intenzitet linije i na samoj fotografskoj ploči.

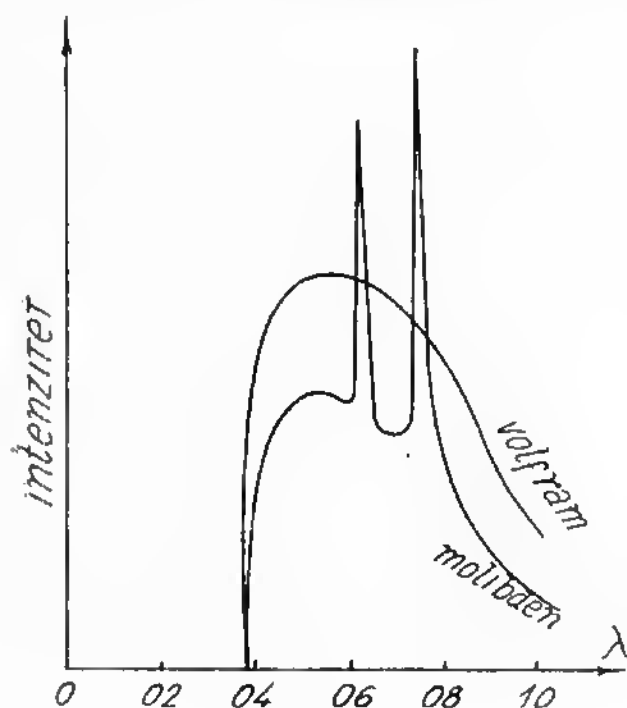
Iz spektra (sl. 19-2) jasno se može uočiti da se ovde superponiraju dva spektra: jedan kontinualni i jedan linijski. Ovo dolazi usled već ranije pomenute činjenice da X-zračenje ima dve komponente. Jedan deo X-zračenja nastaje usled naglog zaustavljanja brzih elektrona na anodi. Talasna dužina ove komponente zračenja zavisi od energije elektrona koji se na anodi zaustavljaju. Kako kinetička energija slobodnih elektrona ne ispoljava kvantnu prirodu, ova će komponenta imati kontinualan spektar. Druga komponenta zračenja potiče od atoma materijala od koga je načinjena anoda. Brzi elektroni udaraju velikom energijom u materijal anode i eksituju atome ovog materijala ili, pak, vrše fotoelektrični efekt. Vraćanjem atoma u normalno stanje vrši se emisija X-zraka. Ovo zračenje je tada okarakterisano kvantnim stanjima u atomima, pa daje linijski spektar. Ovaj linijski spektar pokazuje svojstva atoma od kojih je načinjena anoda, slično kao kod linijskih spektara vidljive svetlosti.

U sledećim paragrafima su detaljnije opisani kontinualni i linijski spektri X-zraka.

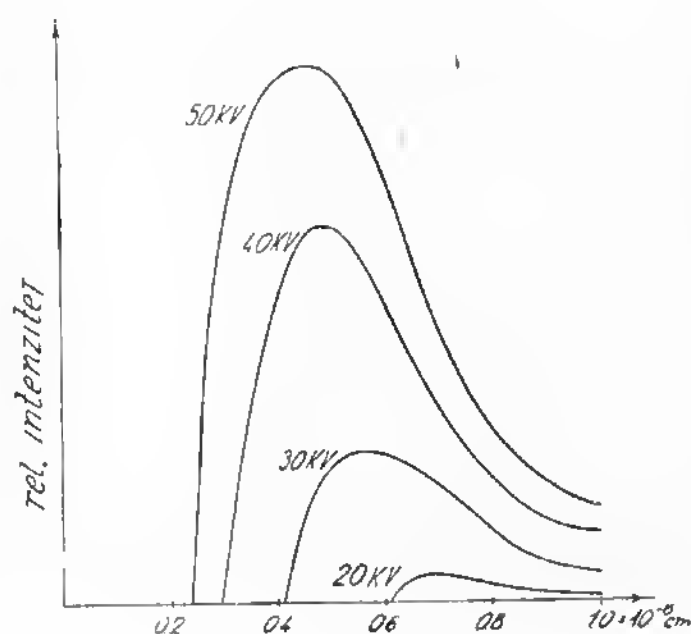
§ 20. Kontinualni spektri X-zraka

U osnovi svaki izvor X-zračenja daje kontinualan spektar. Međutim, u slučajevima kad se talasne dužine linijskog spektra atoma anode nalaze u području talasnih dužina kontinualnog spektra, javlja se superpozicija obeju vrsta spektara.

Ovo pokazuje i spektar na sl. 20-1, koji je snimljen na isti način Braggovim spektrometrom kao i onaj na sl. 19-2. Spektar volframa ne pokazuje superpoziciju linijskog spektra zato što karakteristične linije volframovih atoma padaju van ovog područja. Kod molibdena, međutim, karakteristične linije padaju u ovo područje, pa se superponiraju dve linije diskontinualnog spektra atoma molibdena. Oba spektra potiču od zračenja koje je dobiveno istim naponom od 35 000 V.



Sl. 20-1

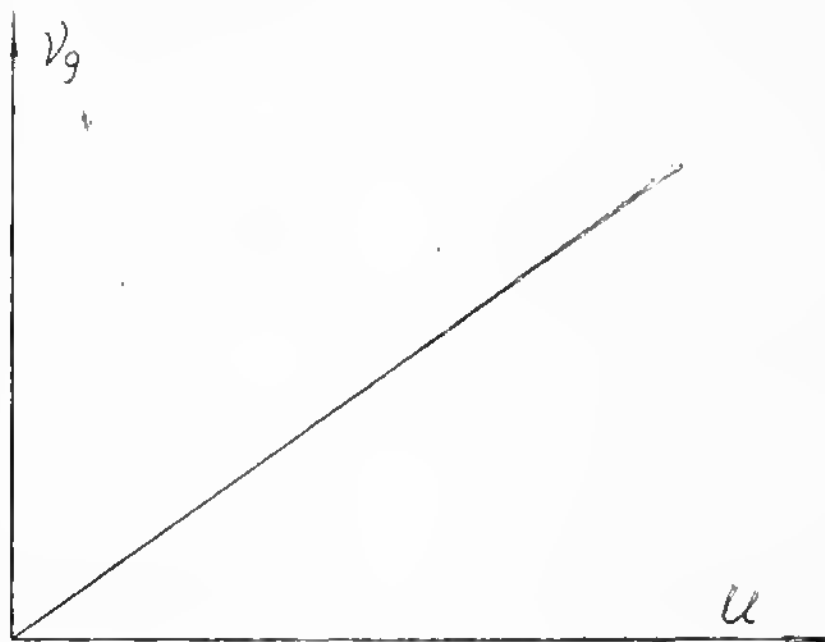


Sl. 20-2

Intenzitet i talasne dužine područja kontinualnih spektara zavise od energije elektrona koji udarom o anodu proizvode X-zrake odnosno od napona koji je stavljen na elektrode Röntgenove cevi. Na grafikonu sl. 20-2 prikazani su kontinualni spektri sa naponom na elektrodama cevi kao parametrom. Pri povećanju napona na elektrodama talasna dužina maksimalnog intenziteta λ_m pomera se ka manjim talasnim dužinama slično Wienovom zakonu pomeranja (§ 229, II knjiga), gde je parametar bio temperatura T .

Vcoma važna činjenica koja se može uočiti i sa grafikona 20-1 i sa 20-2 je sledeća: Kontinualni spektar X-zraka pokazuje jasno određenu granicu na strani malih talasnih dužina, a taj minimum je određen maksimalnom energijom elektrona koji proizvode zračenje.

Kinetička energija elektrona zavisi od napona na elektrodama cevi za proizvodjenje X-zraka. Ako taj napon označimo sa U , onda je kinetička energija elektrona kojom oni udaraju u anodu data proizvodom eU , gde je e naelektrisanje elektrona. Označimo minimalnu graničnu talasnu dužinu sa λ_g , sa $\nu_g = c/\lambda_g$ graničnu maksimalnu



Sl. 20-3

frekvenciju i načinimo grafikon tako da na apscisnu osu nanosimo primenjeni napon U , a na ordinatnu eksperimentalno izmerenu graničnu frekvenciju ν_g . Dobiva se prosta linearna zavisnost, kao što je prikazano na sl. 20-3. Ovu linearnu zavisnost su ustanovili Duane i Hunt 1915. godine. Na osnovu ove relacije dolazi se do važnog zaključka da i ovde postoji energetski bilans. Naime, udarom elektrona o anodu emituje se jedan kvant X-zraka. Pri tom je maksimalna energija kvanta jednaka energiji elektrona odnosno

$$h\nu_g = eU. \quad (20,1)$$

Kao što se vidi, ova relacija važi samo za maksimalnu frekvenciju. Objašnjenje leži u složenoj interakciji elektrona sa atomima anode. Pri takvoj interakciji ne mora celokupna energija elektrona preći u energiju kvanata X-zraka. Interakcija je složena i još nedovoljno poznata u detaljima, ali je izvesno da elektron može posrednim putem da razmeni energiju sa više atoma i da pri tom vrši i eksitaciju atoma. Zbog toga najveći broj kvanata X-zraka ima manju energiju od moguće. Međutim, prema zakonu o održanju energije nemoguće je da kvant X-zraka ima veću energiju elektrona, te otuda i granična maksimalna frekvencija. Pri takvoj graničnoj frekvenciji celokupna energija elektrona prelazi u energiju kvanta X-zraka.

Kad se uzme u obzir vrednost Planckove konstante $h = 6,625 \cdot 10^{-34}$ Js i naelektrisanje elektrona $e = 1,602 \cdot 10^{-19}$ C, a s obzirom da je $\lambda_g = c/\nu_g$, iz jednačine (20,1) dobiva se praktična relacija za izračunavanje minimalne talasne dužine X-zraka ako je poznat napon U na elektrodama rendgenske cevi

$$\lambda_g = \frac{12346}{U} \cdot 10^{-8} \text{ cm} = \frac{12346}{U} \text{ Å}, \quad (20,2)$$

gde je U izraženo u voltima. Odavde izlazi da je za proizvođenje X-zraka talasne dužine 1 Å potrebno 12 346 volta na elektrodama rendgenske cevi.

Relacija (20,2) daje mogućnost izračunavanja vrednosti Planckove konstante. Prema ovoj relaciji $h = eU/\nu_g$. Ako se izmeri U i odgovarajuća frekvencija ν_g , onda se pomoću poznate vrednosti za e dobiva Planckova konstanta h . Prema ranijim izlaganjima prvu mogućnost određivanja h pružao je Planckov zakon zračenja crnog tela, dok je drugu mogućnost pružala Einsteinova relacija za fotoelektrični efekt. Ovo predstavlja treću mogućnost. Vrednosti dobivene na 3 opisana načina slažu se u granicama eksperimentalnih mogućnosti, što služi kao najbolja potvrda ove univerzalne konstante i u pogledu njene vrednosti i u pogledu osnovne koncepcije.

Jednačina (20,1) ukazuje na sličnost sa Einsteinovom relacijom (14,3) za fotoelektrični efekt. Prema toj relaciji je

$$h\nu - A = eU.$$

Kod X-zraka energija kvanata ima veliku vrednost od više desetina hiljada elektron-volta. Izlazni rad elektrona A od svega nekoliko elektron-volta može se prema ovoj energiji kvanata zanemariti. Zanemarivanjem vrednosti A , Einsteinova relacija za fotoelektrični efekt prelazi u jednačinu (20,1), koja važi za maksimalnu frekvenciju pri emisiji X-zraka. Ne treba zaboraviti da je Einsteinova relacija takođe važila za maksimalnu energiju elektrona.

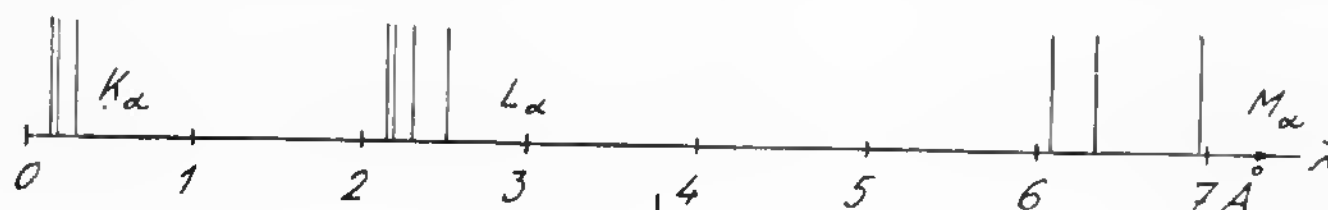
Iz ovoga sledi, uzimajući u obzir samo energetski bilans, da je emisija X-zraka obrnut proces od fotoelektričnog efekta. Pri fotoelektričnom efektu foton predaje energiju elektronu, a ovde energija elektrona prelazi u energiju fotona.

Kao što se fotoelektrični efekt nije mogao tumačiti klasičnom elektrodinamikom tako se ni emisija X-zraka ne može tumačiti ovom klasičnom teorijom.

Talasne dužine emitovanih X-zraka u kontinualnom spektru ne zavise od materijala anode, ali je efikasnost emisije veća ako se upotrebljavaju elementi veće atomske težine. Intenzitet emitovanih X-zraka zavisi uglavnom od intenziteta struje koja prolazi kroz rendgensku cev, odnosno od broja elektrona koji padaju na anodu.

§ 21. Linijski spektri X-zraka

Kao što je već rečeno, druga komponenta emitovanih X-zraka potiče od atoma materijala od koga je načinjena anoda rendgenske cevi. Energija elektrona u atomima je kvantizirana, pa su emisijski spektri diskontinualni odnosno linijski. Na slici 19-3 dat je već jedan snimak linijskog spektra X-zraka. Odmah pada u oči mali broj linija u spektru, što je opšta karakteristika svih linijskih spektara X-zraka. Raspored i broj linija u spektru zavisi od vrste atoma od kojih je sastavljena anoda.



Sl. 21-1

Ako se za materijal anode izabere neki teži element, onda se na spektru mogu uočiti serije linija. Svaka serija se sastoji samo od jednog ili dva para linija. Na slici 21-1 predstavljen je linijski spektar volframa odnosno spektar koji se dobije kada se za materijal anode uzme volfram. Ove serije se označuju sa K , L , M , N , ... kao i energetski nivoi u atomu kojim je njihovo nastajanje i uslovljeno. Najmanju talasnu dužinu ima K -serija, a zatim dalje ka većim talasnim dužinama L -serija, M -serija itd. Linije u svakoj seriji se obeležavaju sa α , β , γ , ... , počev od većih talasnih dužina ka manjim. U svakoj seriji rastojanje među linijama se smanjuje ukoliko se ide ka manjim talasnim dužinama odnosno linije konvergiraju ka manjim talasnim dužinama. Ako se upotrebi spektrometar sa većom moći razlaganja, vidi se da je svaka linija „dublet” odnosno predstavlja dve vrlo bliske linije koje se pri maloj moći razlaganja ne raspoznaju. Dubleti se označuju indeksima 1 i 2. Tako, na primer, $K_{\alpha 2}$ označuje drugu liniju u prvom α -dubletu K -serije, $L_{\beta 1}$ označuje prvu liniju u β -dubletu itd.

§ 22. Apsorpcija X-zraka

X-zraci prolaze manje ili više kroz sva tela, što znači da se sva tela mogu smatrati prozračnim za X-zrake. Apsorpciju X-zraka treba posmatrati slično apsorpciji svetlosti kroz prozračna tela. Ovakva vrsta apsorpcije se razlikuje od površinske apsorpcije kod neprozračnih tela, na primer od apsorpcije toplotnih zraka na crnoj površini. Na svom putu kroz telo X-zraci mogu da stupaju u interakciju s atomima tela. Ishod ovih interakcija može biti različit. Tako se pri raznim interakcijama mogu dešavati sledeći procesi: fotoelektrični efekt, jonizacija, eksitovanje atoma, fluorescencija, Comptonov efekt, rasipanje i dr. Interakcije se dešavaju pojedinačno, tj. kvanti X-zraka razmenjuju energiju s atomima ili skreću

sa svog puta, pa se s obzirom na pravolinijski snop mogu smatrati izgubljenim. Interakcija fotona s atomima dešava se prema zakonima verovatnoće. Prema ranijim izlaganjima i čvrsta tela su „šupljikava” i postoji srazmerno veliki međuprostor među atomima kroz koji fotoni X-zraka mogu da prođu, ali mnogi od njih na svom putu dospevaju u blizinu atoma tako da nastupa interakcija. Verovatnoća interakcije zavisi od mnogo faktora. Među njima da napomenemo kao najvažnije: talasnu dužinu X-kvanata, vrstu atoma, stanje i raspored atoma itd. Teorijsko određivanje verovatnoće interakcije je u ovakvim okolnostima veoma složeno, pa se obično pribegava empirijskom određivanju na osnovu sledećih postavki.

Ako kroz jedan list debljine dx prolazi snop X-zraka intenziteta I , onda se sa dI može označiti ukupna promena intenziteta usled opisanih interakcija. Promena intenziteta dI biće srazmerna intenzitetu I i debljini lista dx . Faktor proporcionalnosti koji zavisi od prirode tela i talasne dužine X-zraka označimo sa μ . Ovaj faktor sadrži opisane uslove verovatnoće. Tada se može napisati

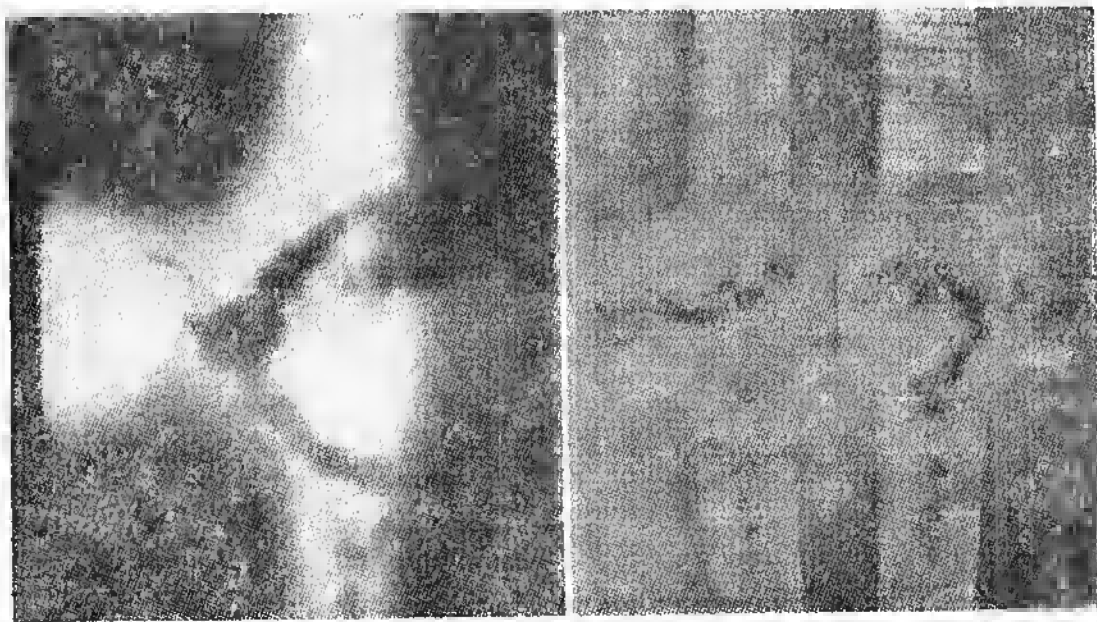
$$dI = -\mu I dx. \quad (22,1)$$

Znak minus dolazi usled činjenice da intenzitet I opada kada debljina sloja x raste. Ako je materijal lista homogen i ako je radijacija monohromatična, izraz (22,1) može se integrisati, pri čemu se dobiva

$$I = I_0 e^{-\mu x}, \quad (22,2)$$

gde je I_0 početni intenzitet zračenja za $x = 0$, a I intenzitet istog zračenja pošto je prošao kroz sloj debljine x .

Veličina μ se u ovom slučaju naziva linearni koeficijent apsorpcije ili, tačnije, linearni koeficijent slabljenja. Ovaj koeficijent ima dimenziju l^{-1} . Ako zrak nije monohromatičan ili telo nije homogeno, onda se μ može smatrati srednjim koeficijentom apsorpcije. U praksi



Sl. 22-1

se mnogo češće koristi tzv. maseni koeficijent apsorpcije, koji se dobiva kad se koeficijent μ podeli gustinom tela ρ . Prema tome, maseni koeficijent apsorpcije je odnos $\frac{\mu}{\rho}$ i u fizičkom smislu predstavlja slabljenje radijacije pri prolazu kroz jedinicu mase tela na jedinici upravne površine.

X-zraci su po svojoj prirodi sasvim slični γ -zracima, te sve što je ovde rečeno za X-zrake važi i za γ -zrake.

Apsorpcija X- i γ -zraka ima važne primene u raznim granama nauke. Poznata je, na primer, primena apsorpcije X-zraka u medicini pri rendgenoskopiji i rendgenografiji. Na sličan način se u tehnici proveravaju razni delovi mašina ili materijal prozračivanjem X- i γ -zracima. Delovi prozračenih tela koji imaju veću gustinu imaju veći koeficijent apsorpcije, pa se intenzitet X-zraka u većoj meri oslabljuje i daje „senku” koja se može videti na fluorescentnom zastoru ili fotograf-skoj ploči. Na sličan način dolazi do izražaja i nehomogenost materijala. Ako materijal u nekom delu nije sastavljen od istih atoma ili se atomi nalaze u drukčijem poretku, koeficijent apsorpcije je drukčiji, što daje senku ili svetlo mesto na snimku. Na sl. 22-1, levo, data je fotografija jednog metalnog dela koji u svojoj unutrašnjosti ima pukotine. Na desnoj slici je isti deo koji je kasnije rasečen, pa su na taj način proverene pukotine.

§ 23. Moseleyev zakon

Optički linijski spektri nisu davali neku jednostavnu zavisnost od Periodnog sistema elemenata. Međutim, linijski spektri X-zraka pokazali su veoma značajnu i prostu zavisnost od rednog broja elementa u Periodnom sistemu elemenata. Ovo je najpre ustanovio Moseley 1913. god. proučavajući linijske spektre teških elemenata. On je ustanovio prostu zavisnost frekvencije K -linije u spektru od rednog broja elemenata Z u Periodnom sistemu. Talasni broj linija se sa velikom tačnošću može odrediti po obrascu

$$N = \frac{3}{4} R (Z - 1)^2 \quad (23,1)$$

gde je R — Rydbergova konstanta prema optičkoj spektroskopiji. Ovaj obrazac se može dovesti na oblik

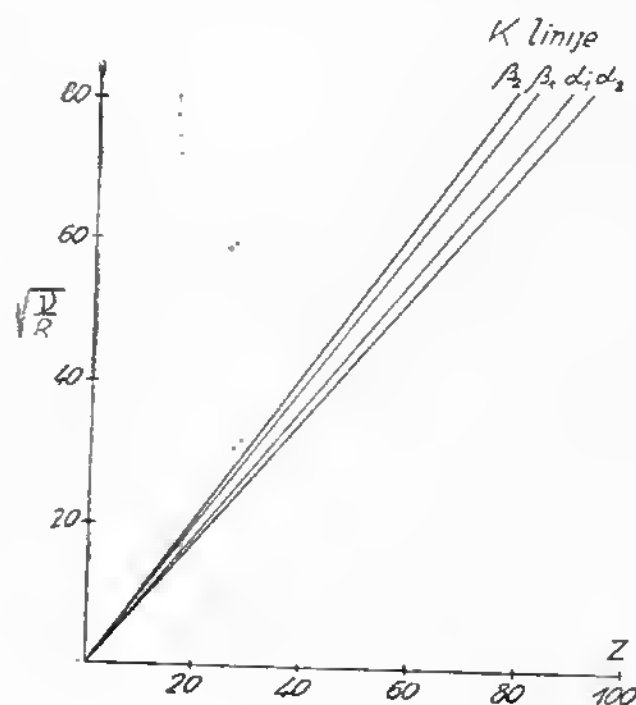
$$N = R (Z - 1)^2 \left(\frac{1}{1^2} - \frac{1}{2^2} \right), \quad (23,2)$$

što odgovara Lymanovoj seriji u optičkom spektru za elemente koji imaju po 1 elektron u spoljašnjem omotaču.

Kad se na apscisnu osu grafikona nanese redni broj elementa Z , a na ordinatnu $\sqrt{\frac{N}{R}}$, onda se za sve linije K -serije dobivaju prave (sl. 23-1).

S druge strane, ako se linijski spektri K -serije stave jedan ispod drugog i poređaju po rednom broju Z elementa sa koga su dobiveni spektri, dobiva se pomeranje K -linija tačno prema rednom broju elementa (sl. 23-2).

Moseley je na osnovu svojih ispitivanja nedvosmisleno dokazao da u atomu postoji jedna fundamentalna veličina koja raste pravilno prema rednom broju u

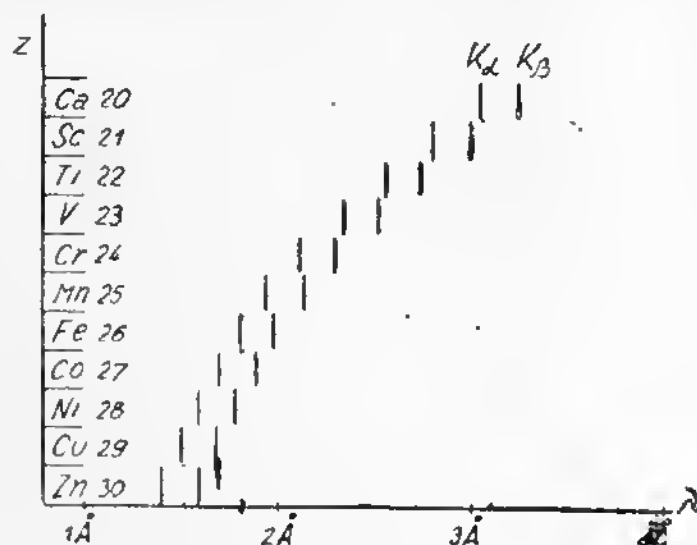


Sl. 23-1

* U širem značenju u zagradi izraza (23,1) javlja se $(Z - a)^2$, gde je a konstanta. Za K -linije $a \approx 1$, dok je za $L, M, N \dots$ linije vrednost konstante a znatno veća i raste progresivno.

Periodnom sistemu, a koja ne zavisi od periodičnosti sistema. Ta veličina je bila pozitivno naelektrisanje jezgra.

Hemijske osobine elemenata su periodične i zavise od spoljašnjih elektrona u elektronskom omotaču atoma. K -linije rendgenskog spektra potiču od K -elektrona koji su najbliži jezgru i stoje prvenstveno pod uticajem naelektrisanja jezgra atoma.



Sl. 23-2

Prema tome, spoljašnjost elektronskog omotača saznajemo prema hemijskim osobinama, a jezgro atoma prema unutrašnjim elektronima odnosno prema Moseleyevom zakonu, koji je skoro nezavisan od hemijskih osobina i od hemijske veze u jedinjenjima. K -linije ne zavise ni od agregatnog stanja tela.

Moseleyeva otkrića su dala veoma važnu potvrdu sastava atoma i korigovala Periodni sistem elemenata. Tako je Moseley korigovao redosled nikla i kobalta, koji su dotle bili poredani po atomskim težinama. Tada još nije bilo poznato da su hemijske atomske težine samo srednje atomske težine smeše izotopa, pa je nikal

sa atomskom težinom 58,69 bio stavljen ispred kobalta, koji je imao atomsku težinu 58,94. Moseleyev grafikon je na ovom mestu odmah pokazao odstupanje od prave linije, pa je izvršena korekcija. Za Moseleyev zakon nije važna atomska težina već broj naelektrisanja u jezgru koji, pak, određuje redni broj u periodnom sistemu. Ove činjenice su u to vreme bile od mnogo većeg značaja jer tada nisu bili poznati ni izotopi ni neutroni. Moseleyev zakon je usmerio dalja ispitivanja u sasvim ispravnom smeru. Moseley je predvideo i postojanje elementa sa $Z = 43$, koji je tek znatno kasnije otkriven. Jednom reči, Moseleyev zakon je bio važan korak u razvoju atomske fizike.

ZADACI

- 1) Selektivna refleksija snopa X-zraka talasne dužine $\lambda = 2,1 \text{ \AA}$ vrši se na kristalu NaCl.
 - a) Koliko je rastojanje d medu ravnima u kristalu (konstanta kristalne rešetke) kad se selektivna refleksija prvog reda javlja pri upadnom uglu $\alpha = 22^\circ 10'$? $2,78 \text{ \AA}$
 - b) Sa dobivenom vrednošću iz a) izračunati Avogadrov broj N ako je gustina kristala NaCl $\rho = 2,1 \text{ g/cm}^3$. $1,3 \cdot 10^{24}$
- 2) Rastojanja medu susednim ravnima kristalne rešetke iznose $d = 2,4 \text{ \AA}$. Pod kojim uglovima se može vršiti selektivna refleksija X-zraka talasne dužine $\lambda = 0,5 \text{ \AA}$? $12^\circ, 25^\circ, 30^\circ, 36^\circ$
- 3) Da li se od kristala odredene konstante d može vršiti selektivna refleksija svih talasnih dužina X-zraka? Koja su ograničenja talasnih dužina i reda n selektivne refleksije? $n \leq \frac{d}{\lambda} > d$
- 4) Poznato je da najbolje optičke rešetke sadrže do 1 200 linija na 1 mm. Koliki bi bio ugao difrakcionog zraka prvog reda za X-zrake talasne dužine 1 \AA ? Iz dobivene vrednosti proceniti da li se optička rešetka može praktično upotrebiti za dobivanje spektra X-zraka. $1,6 \cdot 10^{-6}$
- 5) Refleksiona metalna optička rešetka ima 1 000 linija na 1 mm. Pod kojim uglom prema ravni rešetke treba usmeriti uzani pljosnati snop X-zraka talasne dužine 3 \AA pa da na fotografskoj ploči udaljenoj 1 m difrakcioni likovi prvog i drugog reda budu na rastojanju 1 mm?
- 6) Kolika je talasna dužina monohromatičnog X-zraka ako on daje selektivnu refleksiju prvog reda pod uglom $\alpha = 40^\circ$ na kristalu čija je konstanta rešetke $d = 1,4 \text{ \AA}$?

$$\alpha = 40^\circ \quad \lambda = 1,8 \text{ \AA}$$

7) Koliki je minimalni električni napon potrebno staviti na Röntgenovu cev da bi ova mogla da emituje zrake talasne dužine 5 \AA ? $U = 2470 \text{ V}$

8) Da bi se zaštitila lica koja rade u blizini izvora X-zraka, upotrebljen je zaštitni olovni lim debljine 2 mm . Kolika bi trebalo da bude debljina zaštitnog aluminijumskog lima koji bi u istoj meri vršio zaštitu? Koeficijent apsorpcije za olovo $\mu_{\text{Pb}} = 52,5 \text{ cm}^{-1}$, a za aluminijum $\mu_{\text{Al}} = 0,75 \text{ cm}^{-1}$. $x = 14,4 \text{ mm}$

9) Kad snop X-zraka prođe sloj vode debljine 10 cm , njegov intenzitet opadne $3,5$ puta. Koliki je koeficijent apsorpcije datih X-zraka za vodu? $0,25 \text{ cm}^{-1}$

10) Maseni koeficijent apsorpcije X-zraka za gvožđe iznosi $1,26 \text{ cm}^2/\text{g}$. Koliki je linearni koeficijent apsorpcije za X-zrake iste talasne dužine? $9,8 \text{ cm}^{-1}$

11) Izračunati talasnu dužinu K-linije srebra. $0,58 \text{ \AA}$ ($R_{\text{K}} = R_{\text{Ag}}?$)

12) K-linije za tri nepoznata metala imaju talasne dužine $1,935$, $1,656$ i $1,434 \text{ \AA}$. Koji su to metali? Cu , Ni , Zn

13) Za metalni volfram izračunati odnos izlaznog rada pokretljivih elektrona A i potrebnog rada za izbacivanje K-elektrona. Granična talasna dužina za fotoelektrični efekat na volframu $\lambda_g = 2760 \text{ \AA}$.

14) Naći odnos talasnih dužina K $_{\alpha}$ -linije za bakar i Lymanove H $_{\alpha}$ -linije za vodonik.

$$730 : 1$$

ELEMENTARNI KVANTI U ATOMSKOJ FIZICI

§ 24. Geneza učenja o kvantovanju

Atomi i ostale mikročestice, kao i svi mikroprocesi, koje tretira atomska fizika, ne mogu se uspešno proučavati pomoću klasične fizike. Veličine i rezultati klasične mehanike i klasične elektromagnetike pokazali su se neefikasni kada se primene na atom; jednostavno se nisu poklapali sa eksperimentima.

Krajem 19. veka otkriven je elektron kao najmanja količina elektriciteta, kao elementarno naelektrisanje. Ni do danas nije otkrivena količina elektriciteta koja bi bila manja od naelektrisanja jednog elektrona. Bilo je pokušaja da se nađu manje količine elektriciteta, da se otkriju „subelektroni“, ali oni do danas nisu uspeli. Tako se od kraja 19. veka do danas smatra da je količina elektriciteta diskontinualne prirode, da postoji kraj deljivosti naelektrisanja i da je poslednji kvant elektriciteta naelektrisanje jednog elektrona. Svaka količina elektriciteta je celi multipl tog elementarnog naelektrisanja. To je nekada predstavljalo izvesnu zagonetku, jer ne bi bilo neočekivano ni čudnovato da postoje proizvoljno male količine elektriciteta, da je naelektrisanje deljivo daleko ispod te elementarne količine elektriciteta, pa čak i do beskonačnosti, makar se tom deljivošću naišlo i na nove kvalitete.

Takvo shvatanje o diskontinualnosti naelektrisanja svakako je i u početku moralo uticati na shvatanje o kontinualnosti i diskontinualnosti i drugih fizičkih veličina, za koje se nepobitno smatralo da su isključivo kontinualne prirode. Jedna od tih veličina neosporno je bila energija. Smatralo se da količina energije može biti neograničeno mala, i to u svim mogućim iznosima. Energija kao fizička veličina bila je kontinualne prirode, tj. deljiva do beskonačnosti. Slična shvatanja su postojala i o ostalim fizičkim veličinama.

Međutim, Max Planck uvodi 1900. god. neobično smelu hipotezu o kvantovanju momenta, količine kretanja i o kvantovanju energije. On naziva moment količine kretanja dejstvo ili akcija, što se i do danas zadržalo, iako je to nezgodan naziv, jer se pod dejstvom ili akcijom još od Newtona podrazumevala sila. To je bilo svega nekoliko godina posle otkrića elektrona kao elementarnog kvanta naelektrisanja.

Planck nije uveo elementarne kvante prilikom proučavanja opštih, fundamentalnih problema atomske fizike, iako su oni postali jedan od temelja atomske fizike. Naprotiv, problem koji ga je naveo na to bio je relativno skroman, a po svojoj prirodi i vrlo uzak. To je bilo zračenje crnog tela, pa čak samo i jedan deo te oblasti — nalaženje formule koja bi pokazivala vezu između toplotne energije koju zrači crno telo i frekvencija u raznim domenima.

Iako je problem bio specifičan, treba imati u vidu da se tu radilo i o prirodi svetlosti i o prirodi atoma, pa su zato i nova shvatanja ubrzo dobila opštiji karakter, a kvanti univerzalnost u fizičkim, pa čak i u savremenom shvatanju prirode, bar u zvaničnoj nauci.

§ 25. Zračenje crnog tela u funkciji od frekvencije. Wienova i Rayleigh-Jeansova formula

U nauci o toploti i u elektromagnetici već smo proučavali toplotno zračenje crnog tela. Uglavnom smo naveli dva zakona: Štefan-Boltzmannov i Wienov zakon. Prvi pokazuje da je totalno toplotno zračenje (energija) sa jedinice površine u jedinicu vremena proporcionalno četvrtom stepenu apsolutne temperature, a drugi — Wienov zakon pomeranja — da je talasna dužina zračenja, koja odgovara maksimalnom zračenju (maksimalnom intenzitetu), obrnuto proporcionalna apsolutnoj temperaturi. Osim njih naveden je kao najopštiji i Kirchhoffov zakon. Međutim, osim tih zavisnosti vrlo je važno naći zavisnost intenziteta toplotnog zračenja u funkciji od frekvencije.

Kao glavne formule, izvedene prema klasičnoj fizici, bile su Wienova i Rayleigh-Jeansova formula, koje su izvedene baš samim krajem 19. veka, a dokazivane i početkom 20. veka.

Glavni metodi izvođenja tih formula, kao i celo teorijsko proučavanje zračenja crnog tela, zasnivalo se na teoriji elektriciteta i magnetizma i na statističkoj fizici. Pri tome se nisu primenjivali svi poznati rezultati teorije elektromagnetskih talasa, ali neki jesu, i to na najvišem nivou teorije zračenja električnog dipola. Već je bilo poznato da su toplotni talasi elektromagnetske prirode i da se emituju kad se izvesna količina elektriciteta ubrzava. Kao tipičan primer sistema koji emituje te talase služio je linearni harmonijski oscilator. On se može shvatiti i kao oscilovanje jedne čestice male mase u blizini druge čestice veće mase, a pod pretpostavkom da su obe čestice naelektrisane jednom ili različitim količinama elektriciteta. Bilo je poznato da toplotno zračenje polazi od atoma, a da ga atomi i apsorbuju. Doduše, nije bila poznata struktura atoma, ali je efikasno predstavljana pomoću linearnog oscilatora. Shodno tome, makrotela su predstavljana kao ogromno mnoštvo linearnih oscilatora na koje je primenjena statistička fizika.

Prema tome, zračenje crnog tela proučavano je pored eksperimentalnih metoda i teorijskim, relativno komplikovanim metodima. Čim se radi o teoriji elektromagnetskog zračenja i o statističkoj fizici, jasno je da za takva proučavanja treba znati i odgovarajuće metode tih oblasti teorijske fizike. Zbog toga se u detalje tih proučavanja ovde ne možemo upuštati, ali ćemo ipak izneti rezultate i neke uprošćene metode izlaganja tih proučavanja.

Jedan od glavnih rezultata Kirchhoffovog zakona zračenja crnog tela sastoji se u tome što je gustina energije zračenja crnog tela neka univerzalna funkcija frekvencije ν i temperature T . Ako se sa w označi gustina izračene energije, to se može napisati u obliku

$$w_\nu = f(\nu, T). \quad (25,1)$$

Indeks ν uz gustinu w uzet je da se naznači energija elektromagnetskih talasa određenih intervala frekvencija, odnosno određenih intervala talasnih dužina.

Pomoću termodinamike i statističke fizike Wien je došao do nešto određenijeg oblika ove univerzalne funkcije $f(\nu, T)$. On je naime dobio oblike

$$w_\nu = \nu^3 f\left(\frac{\nu}{T}\right) \quad (25,2)$$

ili

$$w_\nu d\nu = \nu^3 f\left(\frac{\nu}{T}\right) d\nu. \quad (25,2')$$

Na prvi pogled reklo bi se da ova formula ne predstavlja neko poboljšanje u odnosu na (25,1). Međutim, njena velika prednost je u tome što je funkcija dveju promenljivih ν i T svedena na funkciju jedne promenljive $\frac{\nu}{T}$. Naravno, nedostatak i te formule sastoji se u nemogućnosti dobivanja eksplicitnog oblika te funkcije bez nekih naknadnih hipoteza o samom mikroprocesu emitovanja i apsorbovanja toplotnih elektromagnetskih talasa.

Formulu (25,2) izveo je Wien, pa se naziva *Wienova formula* ili čak *Wienov zakon*. Ovaj poslednji naziv je opravdan zbog toga što se prema ovoj formuli može izvesti i *Wienov zakon pomeranja* i *Štefan-Boltzmannov zakon*.

Naime, ako se uzme da je $w_\nu = \frac{dw}{d\nu}$, onda je $w_\nu d\nu = w_\lambda d\lambda$ odgovarajuća gustina energije, izražena pomoću frekvencija ili pomoću talasnih dužina. Diferenciranjem izraza (25,2) po ν i izjednačenjem izvoda sa nulom, dobiće se odgovarajući ekstremum, odnosno frekvencija koja odgovara maksimalnom intenzitetu zračenja. Tako je

$$3f\left(\frac{\nu}{T}\right) + \frac{\nu^2}{T} f'\left(\frac{\nu}{T}\right) = 0.$$

Stavi li se $\frac{\nu}{T} = \xi$, biće

$$3f(\xi) + \xi^2 T f'(\xi) = 0.$$

Ova jednačina se u principu može rešiti po ξ , pa je

$$\xi = \text{const}$$

ili

$$\frac{\nu}{T} = \text{const.} \quad (25,3)$$

Kako je $\nu = \frac{c}{\lambda}$, gde je λ talasna dužina talasa koji se emituju, c — njihova brzina (svetlosti), biće

$$\frac{c}{\lambda_{\max} T} = \text{const}$$

ili

$$\lambda_{\max} T = \text{const}, \quad (25,4)$$

a ovo je poznati *Wienov zakon pomeranja*, o kojem je bilo govora u II knjizi.

Prema Wienovoj formuli može se izračunati totalno zračenje w , odnosno

$$w = \int_0^\infty w_\nu d\nu, \quad (25,5)$$

gde su uzete u obzir sve moguće frekvencije.

Zamenom iz (25,2) dobiva se

$$w = \int_0^\infty \nu^3 f\left(\frac{\nu}{T}\right) d\nu.$$

Stavimo li i ovde $\frac{\nu}{T} = \xi$, biće $\nu = T \xi$, odnosno

$$w = \int_0^{\infty} T^3 \xi^3 f(\xi) \cdot T d\xi = T^4 \int_0^{\infty} \xi^3 f(\xi) d\xi. \quad (25,6)$$

Dobiveni određen integral, iako je u opštem obliku, ipak pokazuje da predstavlja neku vrednost koja se u principu može izračunati. Označi li se sa σ , biće

$$w = \sigma T^4, \quad (25,7)$$

a ovo je dobro poznati *Štefan-Boltzmannov zakon*.

Wienova formula se može napisati i u funkciji od talasne dužine. Ona onda ima oblik

$$w_{\nu} d\nu = w_{\lambda} d\lambda = |dw| = \frac{c^4}{\lambda^5} f\left(\frac{c}{\lambda T}\right) d\lambda. \quad (25,8)$$

U izračunavanjima Wien uzima u obzir i statističku raspodelu po energijama, pa dobiva i ovakav oblik

$$w_{\lambda} = \frac{C_1}{\lambda^5} \cdot e^{-\frac{C_2}{\lambda T}}, \quad (25,9)$$

gde su C_1 i C_2 odgovarajuće konstante, koje je izračunavanjima dobio. I ova formula se takođe naziva *Wienova formula*.

Ovaj eksponencijalni oblik Wien je dobio uzimajući analogiju sa raspodelom energije čestica u gasu, koju su dali Maxwell i Boltzmann svojim poznatim zakonima raspodele po energijama u kinetičkoj teoriji gasova. Ispostavilo se da je ta primena na vrednosti intenziteta zračenja po talasnim dužinama bila sasvim efikasna.

Rezultati dobiveni pomoću ove Wienove formule za raspored intenziteta zračenja po frekvencijama (ili po talasnim dužinama), upoređeni sa eksperimentima, pokazali su da Wienova formula važi samo za veće frekvencije odnosno za manje talasne dužine. Prema tome, Wienova formula važi samo za toplotno zračenje crnog tela u oblasti kratkih talasnih dužina. Njeni rezultati se ne poklapaju sa eksperimentima u oblasti većih talasnih dužina. Za tu oblast Wienova formula jednostavno ne važi.

R a y l e i g h je izveo drugu formulu, koju je zasnovao na tretiranju ravnoteže elektromagnetske energije koju emituje i energije koju apsorbuje linearni oscilator određene mase i naelektrisanja, računajući ga kao dipol. J e a n s kasnije dolazi do iste formule. Ovde nećemo iznositi te komplikovane metode u celini, nego ćemo uprošćeno prikazati jedan od kasnijih postupaka i rezultata.

Neka se u zapremini V mogu vršiti oscilacije ili talasanja raznih talasnih dužina odnosno raznih frekvencija. Treba izračunati broj sopstvenih oscilacija te kontinualne sredine sa elektromagnetskim talasima, i to u intervalu ν , $\nu + d\nu$. Pretpostavimo da je talasna dužina mala u odnosu na dimenzije te okoline.

Broj sopstvenih oscilacija biće proporcionalan toj zapremini i intervalu talasnih dužina, odnosno broj sopstvenih oscilacija $\sim V d\lambda$. Ta proporcionalnost se može prikazati kao neka funkcija od talasne dužine, pa taj broj oscilacija iznosi

$$f(\lambda) V d\lambda.$$

Kako je broj oscilacija neimenovan broj, odmah se vidi da $f(\lambda)$ ima dimenziju recipročne vrednosti četvrtog stepena dužine jer $V(=) l^3$; $d\lambda(=) l$. Kako je dakle $f(\lambda)(=) l^{-4}$, može se uzeti da je

$$f(\lambda) = \frac{A}{\lambda^4},$$

gde je λ talasna dužina, a A konstanta, koja se u ovom slučaju oscilovanja odnosi na elektromagnetske talase.

Prema tome, broj sopstvenih oscilacija iznosi

$$\frac{A}{\lambda^4} V d\lambda.$$

Svakoј oscilaciji odgovara neka srednja energija \bar{E} . Element ukupne energije iznosi

$$dE = V dw = w_\lambda d\lambda V = \frac{A}{\lambda^4} V d\lambda \bar{E}.$$

Odavde se dobiva izraz za gustinu energije

$$dw = \frac{A}{\lambda^4} \cdot \bar{E} \cdot d\lambda = w_\lambda d\lambda. \quad (25,10)$$

Ovo je Rayleigh - Jeansova formula za gustinu zračene energije u funkciji od talasne dužine.

Ako se izrazi u funkciji od frekvencije, dobiće se kao apsolutna vrednost

$$dw = w_\lambda dv = \frac{A v^4}{c^4} \cdot \bar{E} \cdot \frac{C dv}{v^2} = A \frac{v^2}{c^3} \bar{E} dv. \quad (25,11)$$

Ovde se posmatraju elektromagnetski talasi. Inače oscilovanja mogu biti i u drugoj sredini. Glavni oblici su još gas i čvrsto telo. U gasu su mogućni samo longitudinalni talasi. U elektromagnetskom polju su mogućna samo transverzalna talasanja, ali za dva međusobno normalna stanja polarizacije. U čvrstom elastičnom telu mogućna su i longitudinalna i transverzalna talasanja.

Ovde nije od velike važnosti kolika je vrednost konstante A . Ipak napominjemo da teorijska izračunavanja dovode do rezultata da A za gas iznosi 4π , za elektromagnetske talase 8π , a za elastično čvrsto telo 12π . Ovaj odnos se može i očekivati s obzirom na opisane oblike talasanja u tim sredinama. Prema tome je za toplotno zračenje

$$dw = w_v dv = \frac{8\pi v^2}{c^3} \cdot \bar{E} \cdot dv. \quad (25,12)$$

Ovo 8π ili A u funkcionalnosti ništa ne menja, pa se može pisati po volji.

Rayleigh i Jeans su kao srednju energiju linearnog oscilatora uzeli srednju energiju izračunatu iz kinetičke teorije gasova. Prema stavu o jednakoj raspodeli energije u klasičnoj statističkoj fizici, svakoj koordinati ili svakom stepenu slobode odgovara srednja kinetička energija $\frac{kT}{2}$. Tako i linearnom oscilatoru pri tempe-

raturi T odgovara ukupna srednja energija kT , jer je srednja potencijalna energija linearnog harmonijskog oscilatora jednaka njegovoj srednjoj kinetičkoj energiji. Otuda je u toj formuli za srednju energiju uzeto

$$\bar{E} = kT. \quad (25,13)$$

Posle svega toga, definitivni oblik Rayleigh-Jeansove formule glasi za gustinu zračene energije

$$dw = w_\nu d\nu = \frac{8\pi\nu^2}{c^3} \cdot k \cdot T \cdot d\nu \quad (25,14)$$

ili u funkciji od talasnih dužina

$$w_\lambda d\lambda = \frac{8\pi}{\lambda^4} k T d\lambda. \quad (25,15)$$

Rezultati i podaci koje daje ova formula slažu se sa eksperimentalnim rezultatima samo u oblastima manjih talasnih dužina ili visoke temperature.

Međutim, za oblasti kratkih talasa ova formula ne važi. Da vidimo naime kolika je ukupna gustina energije prema Rayleigh-Jeansovoj formuli. Ona se dobiva integriranjem (25,14) od 0 do ∞ , tj. po svim frekvencijama. Prema tome je

$$w = \frac{8\pi kT}{c^3} \int_0^\infty \nu^2 d\nu = \infty. \quad (25,16)$$

Rezultat je poražavajući, jer se dobiva beskonačno velika gustina zračene energije, što je očigledno u suprotnosti sa eksperimentom, odnosno sa realnošću. Prema ovoj formuli izišlo bi da je pretežni i beskonačno veliki deo energije u oblasti kratkih talasa, tj. u ultraljubičastoj oblasti. Zbog toga je taj apsurd nazvan *ultraljubičasta katastrofa*. Osim toga povećavanja intenziteta do beskonačnosti sa frekvencijom, a pri stalnoj temperaturi, ova jednačina pokazuje i direktnu proporcionalnost intenziteta sa temperaturom. I to se ne slaže sa stvarnošću. Naime, kada se posmatra određeni interval frekvencije toplotnog zračenja nekog tela, recimo interval vidljivog zračenja, prema toj formuli trebalo bi da se to zračenje konstatuje ravnomerno prema proporcionalnosti i sve više u toku povišenja temperature. Međutim, u stvarnosti to zračenje se povećava naglo, i to pri određenim temperaturama.

Te dve formule, dobivene prema klasičnoj fizici, važile su samo za uske krajnje oblasti talasnih dužina, a za šire oblasti nisu odgovarale. Prilikom njihovog izvođenja nije uzeto dosta elemenata koji uslovljavaju posmatrane procese, ali i ono što je uzeto zasnovano je na temeljima klasične fizike. Izgledalo je da je klasična fizika nemoćna za tretiranje problema zračenja crnog tela. To je u stvari nemoć klasične fizike u tretiranju spektra i prirode svetlosti, imajući u vidu osnovna shvaćanja i dostignuća klasične fizike.

Poslednja reč klasične fizike za zračenje crnog tela data je krajem 19. veka u tim dvema formulama. Od tog vremena nije bilo zamašnjih pokušaja ili rezultata u oblasti klasične fizike da bi se postiglo slaganje sa eksperimentom.

U silnom naletu, vođstvo u tretiranju mikroprocesa preuzima kvantna fizika, kojoj je temelje udario Max Planck, davši pre svega svoju čuvenu formulu za intenzitet zračenja crnog tela

§ 26. Planckova formula za zračenje crnog tela

Planck je prema sopstvenoj izjavi postavio sebi skroman zadatak da na neki način nađe interpolacionu formulu između Rayleigh-Jeansove i Wienove.

Posmatrajući Rayleigh-Jeansovu formulu

$$W_\nu = \frac{8\pi\nu^2}{c^3} \cdot \bar{E}, \quad (26,1)$$

Planck je uočio da je sva nezgoda prethodnih proučavanja u izrazu za srednju energiju oscilatora.

Wienova formula sadrži treći stepen frekvencije, a isto tako i statistički oblik raspodele po energijama.

Zasnivajući svoja proučavanja na statističkoj fizici, Planck polazi od toga da je za linearni oscilator verovatnoća da se pri temperaturi T impuls nalazi u intervalu $(p, p + dp)$, a položaj (koordinata) čestice koja osciluje u intervalu $x, x + dx$, data poznatim Boltzmannovim izrazom

$$dP = A e^{-\frac{E}{kT}} dp dx. \quad (26,2)$$

Ovaj izraz se može dobiti prema kinetičkoj teoriji gasova. Isto tako se u analognom obliku može dobiti i verovatnoća da energija oscilatora bude u intervalu $E, E + dE$, odnosno

$$dP = A \cdot e^{-\frac{E}{kT}} dE, \quad (26,3)$$

gde je A neka konstanta i k Boltzmannova konstanta.

Iz osnova teorije verovatnoće poznato je da se pomoću te verovatnoće može izračunati i srednja vrednost odgovarajuće fizičke veličine. Potraži li se srednja vrednost energije, dobiće se

$$\bar{E} = \frac{\int_0^{\infty} E \cdot e^{-\frac{E}{kT}} dE}{\int_0^{\infty} e^{-\frac{E}{kT}} dE}. \quad (26,4)$$

Označi li se ovde

$$\int_0^{\infty} e^{-\frac{E}{kT}} dE = Z \quad (26,5)$$

i

$$\frac{1}{kT} = \beta, \quad (26,6)$$

dobiće se

$$\bar{E} = -\frac{dZ}{d\beta} \cdot \frac{1}{Z} = -\frac{d \ln Z}{d\beta}. \quad (26,7)$$

Kako je

$$Z = \frac{1}{\beta} = kT,$$

biće

$$E = \frac{d \ln \beta}{d\beta} = kT. \quad (26,8)$$

Ovaj rezultat klasične (statističke) fizike sasvim je prirodan i ne donosi ništa novo izvan Rayleigh-Jeansovih rezultata. (On se dobiva i neposrednim izračunavanjem izraza 26,4.)

U takvoj situaciji Planck pretpostavlja da bi se izbegla beskonačna vrednost gustine energije kada bi umesto kT dobio neki izraz u funkciji od frekvencije, koji bi davao konačnu vrednost pri integriranju (26,1). To bi svakako mogla zadovoljiti jedna opadajuća beskonačna geometrijska progresija, gde figurira frekvencija.

U slučaju deljivosti energije E do beskonačnosti ne može se doći do takvog reda. Planck dolazi do revolucionarne zamisli da postoji **e l e m e n t a r n i**
k v a n t e n e r g i j e. To je u početku bila hipoteza, ali je odmah dala izvanredne rezultate.

Označi li se taj elementarni kvant energije sa ε , prema ovakvom shvatanju svaka količina energije mora biti celi multipl te elementarne količine energije. Dakle

$$E = n\varepsilon, \quad (26,9)$$

gde je $n = 1, 2, 3 \dots$ celi pozitivan broj. Ovaj broj n se naziva **k v a n t n i b r o j**.

Sa takvim shvatanjem nije trebalo izračunati srednju vrednost energije oscilatora prema (3,4). Dovoljno je u toj relaciji zameniti integrale odgovarajućim sumama i uzeti sve vrednosti broja n , pa je

$$\bar{E} = \frac{\sum_{n=0}^{\infty} n\varepsilon \cdot e^{-\frac{n\varepsilon}{kT}}}{\sum_{n=0}^{\infty} e^{-\frac{n\varepsilon}{kT}}}. \quad (26,10)$$

Ovaj izraz se može prikazati u razvijenom obliku ovako:

$$E = \frac{\varepsilon e^{-\frac{\varepsilon}{kT}} + 2\varepsilon e^{-\frac{2\varepsilon}{kT}} + 3\varepsilon e^{-\frac{3\varepsilon}{kT}} + \dots}{1 + e^{-\frac{\varepsilon}{kT}} + e^{-\frac{2\varepsilon}{kT}} + \dots}. \quad (26,10')$$

Stavimo

$$e^{-\frac{\varepsilon}{kT}} = q, \quad (26,11)$$

pa će se dobiti

$$\bar{E} = \frac{\varepsilon q(1 + 2q + 3q^2 + \dots)}{1 + q + q^2 + \dots}.$$

Vidi se da je izraz u zagradi brojioca izvod imenioca po q , te se dobiva

$$\bar{E} = \frac{\varepsilon q \frac{d}{dq} (1 + q + q^2 + \dots)}{1 + q + q^2 + \dots} = \varepsilon q \frac{d}{dq} \ln(1 + q + q^2 + \dots).$$

Kako je

$$1 + q + q^2 + \dots = \frac{1}{1-q},$$

biće

$$\begin{aligned}\bar{E} &= \varepsilon q \frac{d}{dq} \ln \left(\frac{1}{1-q} \right) = - \varepsilon q \frac{d}{dq} \ln(1-q) \\ &= \frac{\varepsilon q}{1-q} = \frac{\varepsilon \cdot e^{-\frac{\varepsilon}{kT}}}{1 - e^{-\frac{\varepsilon}{kT}}}\end{aligned}$$

ili

$$\bar{E} = \frac{\varepsilon}{e^{\frac{\varepsilon}{kT}} - 1} \quad (26,12)$$

Zamenom ovakve vrednosti za srednju energiju u (26,1) dobiće se

$$W_\nu = \frac{8 \pi \nu^2}{c^3} \cdot \frac{\varepsilon}{e^{\frac{\varepsilon}{kT}} - 1} \quad (26,13)$$

Wienova formula sadrži frekvenciju ν na trećem stepenu, a elementarni kvant energije zavisi od frekvencije, pa se u (26,13), da bi se dobilo ν^3 , može uzeti da je ε proporcionalno sa frekvencijom. Koeficijent proporcionalnosti je tzv. Planckova kvantna konstanta dejstva h , dakle

$$\varepsilon = h\nu. \quad (26,14)$$

Prema tome, definitivni oblik Planckove formule zračenja crnog tela za gustinu energije po frekvenciji, a u funkciji od frekvencije glasi

$$W_\nu = \frac{8 \pi \nu^2}{c^3} \cdot \frac{h\nu}{e^{\frac{h\nu}{kT}} - 1} \quad (26,15)$$

ili

$$W_\nu = 8 \pi h \frac{\nu^3}{c^3} \cdot \frac{1}{e^{\frac{h\nu}{kT}} - 1} \quad (26,15')$$

Planckova konstanta dejstva h postala je univerzalna konstanta u fizici, i prema kasnijim izračunavanjima i merenjima iznosi

$$h = 6,62 \cdot 10^{-27} \text{ erg} \cdot \text{s} = 6,62 \cdot 10^{-34} \text{ J} \cdot \text{s}. \quad (26,16)$$

Dimenzija te veličine je proizvod količine kretanja i dužine (moment količine kretanja) ili energije i vremena.

Integriranjem izraza (26,15) po frekvencijama neće se dobiti beskonačno velika vrednost za gustinu energije, nego takva konačna vrednost koja se poklapa sa eksperimentima za sve temperature.

Tako je Planckova formula obuhvatila ceo spektar talasnih dužina i kao prvobitno interpolaciona formula odmah postala opšta obuhvatna formula za zračenje crnog tela. Pomoću nje se mogu izvesti sve ostale glavne formule i zakoni za zračenje crnog tela.

Ovde ćemo pokazati navedene dve formule klasične fizike kao specijalne slučajeve Planckove formule.

Uzgred ćemo Planckovu formulu napisati u funkciji od talasne dužine zamenujući $\nu = \frac{c}{\lambda}$ u (26,15). Onda je

$$|W_{\lambda} d\lambda| = W_{\lambda} d\nu = \frac{8\pi hc}{\lambda^5} \cdot \frac{1}{e^{\frac{hc}{\lambda kT}} - 1} d\lambda \quad (26,15'')$$

ili

$$W_{\lambda} = \frac{8\pi hc}{\lambda^5} \cdot \frac{1}{e^{\frac{hc}{\lambda kT}} - 1}. \quad (26,15''')$$

Za slučajeve malih frekvencija, tj. većih talasnih dužina, ili visokih temperatura, biće

$$h\nu \ll kT. \quad (26,17)$$

Razvijajući $e^{\frac{h\nu}{kT}} - 1$ u red, dobiće se

$$e^{\frac{h\nu}{kT}} - 1 = 1 + \frac{h\nu}{kT} + \frac{1}{2} \left(\frac{h\nu}{kT} \right)^2 + \dots - 1 \approx \frac{h\nu}{kT},$$

jer se viši stepeni od $\frac{h\nu}{kT}$ mogu zanemariti. Onda (26,15) postaje

$$W_{\nu} = \frac{8\pi \nu^3}{c^3} \cdot \frac{h\nu}{\frac{h\nu}{kT}} = \frac{8\pi \nu^2}{c^3} kT. \quad (26,18)$$

Ovo je Rayleigh-Jeansova formula (25,14). Time je dokazano da se Planckova formula u specijalnim slučajevima svodi na Rayleigh-Jeansovu.

Za slučajeve velikih frekvencija, tj. manjih talasnih dužina, ili niskih temperatura, biće, pak,

$$h\nu \gg kT. \quad (26,19)$$

Onda je član $e^{\frac{h\nu}{kT}}$ mnogo veći od jedinice, pa se ona jedinica u imeniocu formule (26,15) može zanemariti, te se dobiva

$$W_{\lambda} = \frac{8\pi hc}{\lambda^5} \cdot e^{-\frac{hc}{\lambda kT}}, \quad (26,20)$$

a to je Wienova formula (25,9), gde je

$$C_1 = 8\pi hc, \quad C_2 = -\frac{hc}{k}. \quad (26,21)$$

Ista formula se dobiva i u funkciji od frekvencije, odnosno

$$W_{\nu} = 8\pi h \frac{\nu^3}{c^3} \cdot e^{-\frac{h\nu}{kT}}. \quad (26,22)$$

Razvoj i primena kvantne teorije pokazali su da je umesto konstante h po-
desno uzimati količnik $\frac{h}{2\pi}$, koji se označava sa \hbar .

Tako se Planckova konstanta piše i u obliku

$$h = 2\pi\hbar \quad (26,23)$$

ili

$$\hbar = \frac{h}{2\pi} = 1,054 \cdot 10^{-17} \text{ erg} \cdot \text{s} = 1,054 \cdot 10^{-34} \text{ J} \cdot \text{s}. \quad (26,24)$$

I ova konstanta \hbar se naziva Planckova konstanta h sa crtom. Neki je nazivaju Hartreeovom, a neki Diracovom konstantom.

Sa takvim obeležavanjem elementarni kvant energije piše se u obliku

$$\varepsilon = 2\pi\hbar\omega = \hbar\omega, \quad (26,25)$$

a to je u stvari relacija (26,14), gde je ω ugaona frekvencija.

Sa takvom oznakom se može napisati energija koja sadrži više elementarnih kvanta, i to u obliku

$$E = nh\nu = n\hbar\omega. \quad (26,26)$$

Planckova formula zračenja crnog tela može se prema tome napisati u obliku

$$\begin{aligned} W_\omega &= \frac{8\pi\hbar 2\pi}{c^3} \cdot \frac{\omega^3}{(2\pi)^3} \cdot \frac{1}{e^{\frac{\hbar\omega}{kT}} - 1} \\ &= \frac{2\hbar}{\pi} \cdot \frac{\omega^3}{c^3} \cdot \frac{1}{e^{\frac{\hbar\omega}{kT}} - 1}. \end{aligned} \quad (26,27)$$

Napominjemo da veličina W_ω ili W_ν predstavlja gustinu energije po frekvenciji, a to znači dimenziono količnik energije i proizvoda zapremine i frekvencije

$$W_\nu (=) W_\omega (=) \frac{E}{l^3 \cdot \frac{1}{t}}.$$

§ 27. Kvantovanje energije linearnog oscilatora. Fazni prostor

Kvantna Planckova hipoteza nastala je prilikom statističkog tretiranja mnoštva linearnih oscilatora. Koristeći sličan metod i primenjujući isto shvatanje, kvantovanje se pokazalo kao najefikasniji postupak u proučavanju mikroprocesa. Ubrzo je pomoću kvantovanja rešen problem izračunavanja specifične toplote čvrstog tela, a najveću popularnost kvantovanje stiče 1905. god. kada Einstein pomoću njega objašnjava zakon fotoelektričnog efekta.

Na sličan način je kao jedan od osnovnih primera kvantovanja postao linearni harmonijski oscilator pojedinačno. I na pojedini oscilator primenjuje se metod statističke fizike pomoću kojeg se tretiraju zajednički koordinata (položaj) čestice i količina kretanja (impuls) čestice. To je zasnovano na shvatanju klasične fizike da je za proučavanje jedne čestice (tela) dovoljno poznavati njen položaj i brzinu, odnosno njen položaj i količinu kretanja.

Prema takvom postupku mogu se koordinate položaja i odgovarajući impulsi (količine kretanja) uzeti kao koordinate u nekom apstraktnom multiplicitetu, koji je u statističkoj fizici dobio naziv **fazni prostor**. Pre svega, koordinate položaja i impuls nemaju istu dimenziju. To su različite fizičke veličine. Već to pokazuje da je fazni prostor neka složenost naročite vrste i da je naziv „prostor” sasvim uslovan. Taj „prostor” može imati vrlo veliki broj dimenzija, koji je mnogo veći od tri, koliko ih ima običan realan prostor. Otuda bi svakako bio opravdaniji naziv „fazni svet” ili „fazni multiplicitet” ili neki drugi.

Ako se proučava kretanje slobodne čestice, onda je u faznom prostoru potrebno znati šest koordinata, i to tri koordinate položaja: x, y, z i tri koordinate impulsa: p_x, p_y, p_z . Shodno tome, uveden je i pojam **element faznog prostora**, ili **diferencijal faze** **zapremine**. Taj element je jednostavno jednak proizvodu diferencijala svih koordinata. Označimo li ga sa $d\Gamma$, biće

$$d\Gamma = dx dy dz dp_x dp_y dp_z. \quad (27,1)$$

Uobičajeno je da se koordinate položaja označavaju uopšteno sa q , a impulsa sa p . Onda se $d\Gamma$ može pisati u obliku

$$d\Gamma = dq_1 dq_2 dq_3 dp_1 dp_2 dp_3, \quad (27,2)$$

gde su indeksi 1, 2, 3 uzeti za odgovarajuće koordinate x, y, z . U toj generalizaciji ide se i dalje, pa se simbolički proizvod diferencijala svih koordinata označava sa dq , a proizvod diferencijala svih komponenata impulsa sa dp , pa je

$$d\Gamma = dq \cdot dp. \quad (27,3)$$

Linearni oscilator prikazuje se jednom koordinatom položaja i jednom vrednošću za impuls. U tom slučaju fazni prostor se svodi na dve dimenzije, odnosno na **faznu ravan**.

Kod linearnog oscilatora jedna od najglavnijih veličina je energija. Označimo rastojanje čestice od ravnotežnog položaja sa $x = q$. Poznato je da na česticu deluje sila

$$F = -kx = -kq. \quad (27,4)$$

Kako je

$$q = q_0 \sin \omega t,$$

biće ubrzanje čestice koja osciluje

$$a = -\omega^2 q. \quad (27,5)$$

S druge strane, sila F ubrzava česticu, pa je

$$-kq = ma = -m\omega^2 q.$$

Oдавde je

$$\omega = \sqrt{\frac{k}{m}} \quad (27,6)$$

ili

$$k = m\omega^2. \quad (27,6')$$

Energija oscilatora iznosi

$$E = \frac{mv^2}{2} + \frac{kq^2}{2}, \quad (27,7)$$

gde drugi član na desnoj strani predstavlja potencijalnu energiju (proizvod srednje sile i rastojanja od centralnog položaja).

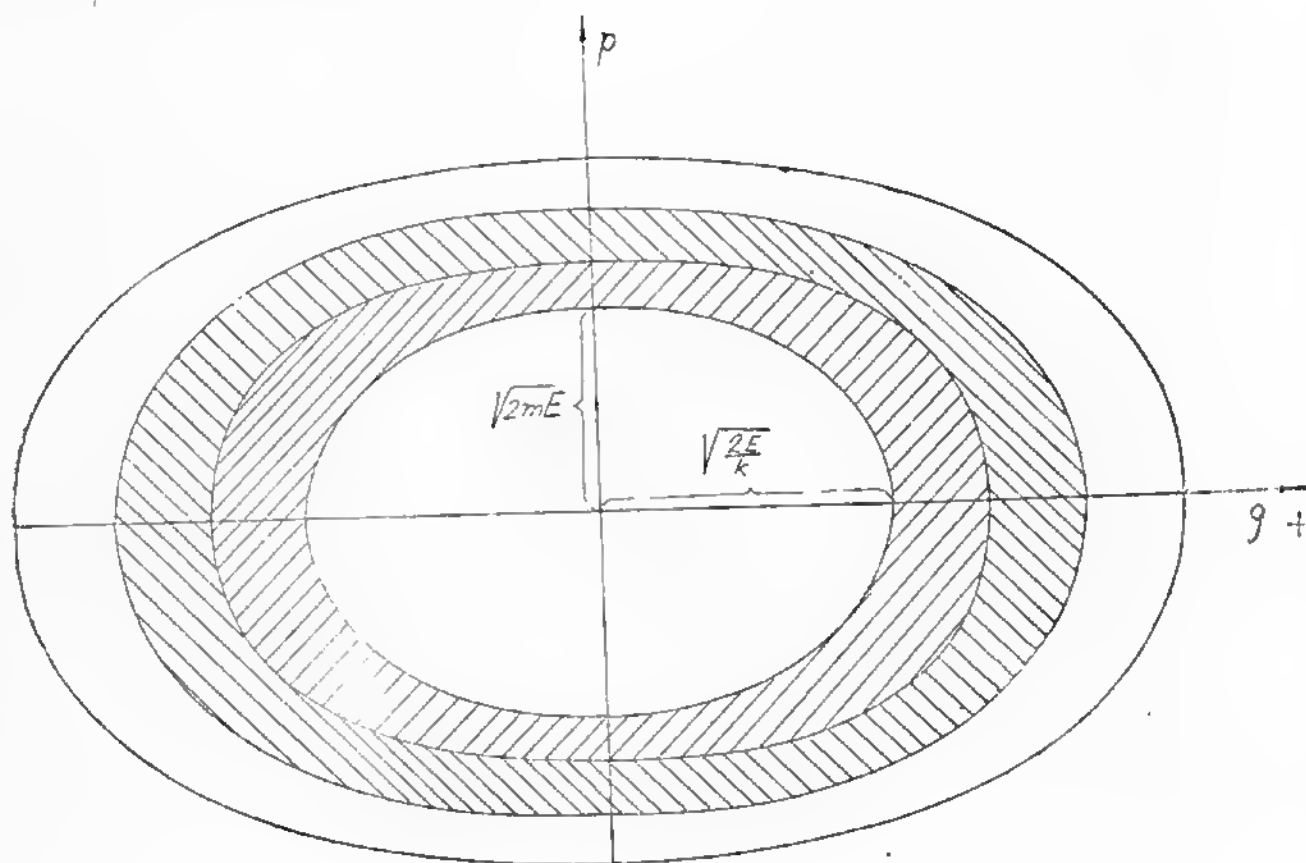
U faznom prostoru (ravni) kao jedna od koordinata figurira $p = mv$, pa se energija može napisati u obliku

$$E = \frac{p^2}{2m} + \frac{kq^2}{2} \quad (27,8)$$

Ova jednačina pokazuje u faznoj ravni kretanje čestice koja vrši linearno harmonijsko oscilovanje. U stvarnosti je kretanje po pravoj liniji, a ova fazna trajektorija, kao što se lako vidi, nije prava linija. Ona jednostavno pokazuje uzajamnu vezu koordinata i impulsa, pa njen oblik nema geometrijske veze sa geometrijskim oblikom realne trajektorije.

Jednačina (27,8) pokazuje da je kretanje linearnog oscilatora u faznoj ravni predstavljeno elipsom. Ako se q uzme kao x -osa, a p kao y -osa, poluose te elipse

biće $\sqrt{\frac{2E}{k}}$ i $\sqrt{2mE}$ (sl. 27-1).



Sl. 27-1

Da vidimo sada koju fizičku veličinu predstavlja površina ove fazne ravni, odnosno elipse. To je proizvod dužine (q) i količine kretanja (impulsa p). Dakle, površina te elipse predstavlja moment količine kretanja ili dejstvo (akciju). Planck je dao hipotezu da se baš ta veličina kvantuje. Elementarni kvant dejstva h prikazan je izvesnom površinom, odnosno elipsom ili prstenom između dveju elipsa. Označimo tu veličinu sa S . Površina elipse iznosi

$$S = \sqrt{\frac{2E}{k}} \cdot \sqrt{2mE} \cdot \pi = \sqrt{\frac{2E}{m\omega^2}} \sqrt{2mE} \cdot \pi = \frac{2E\pi}{\omega} \quad (27,9)$$

Prema Planckovoj hipotezi ova veličina se kvantuje, pa je

$$S = nh. \quad (27,10)$$

Na osnovu toga se može dobiti i izraz za energiju oscilatora ili

$$E = n \frac{h\omega}{2\pi} \Rightarrow \hbar\omega = nh\nu. \quad (27,11)$$

Ovaj rezultat pokazuje da se i energija linearnog oscilatora kvantuje, a to znači da linearni oscilator ne može imati sve vrednosti energije, nego samo one koje su ceo multipl elementarnog kvanta energije $\epsilon = \hbar\omega$. Eliptična linija pokazuje odgovarajući nivo energije. Prsten između dve susedne elipse ima površinu h .

Površina elipse može se prikazati i poznatim integralom

$$S = \int p dq = nh. \quad (27,12)$$

Ova formula se može smatrati jednim od postulata kvantne fizike. Dao ga je Sommerfeld. Integral se uzima po odgovarajućoj krivoj liniji u faznoj ravni. U ovom slučaju on predstavlja površinu elipse.

Sve ovo pokazuje da se prema kvantnoj fizici smatra da linearni oscilator može emitovati ili apsorbovati i uopšte sadržavati energiju u celom broju elementarnih kvanta, u „porcijama”. On se nalazi na raznim nivoima energije, prelazeći sa jednog na drugi emitovanjem ili apsorbovanjem energije u kvantima.

Kao što nikome nije uspelo da otkrije količinu elektriciteta manju od količine elektriciteta jednog elektrona (ili jednog protona), isto tako nikome nije uspelo da otkrije ili dokaže postojanje energije manje od jednog kvanta ili dejstva manjeg od elementarnog kvanta dejstva h .

Sa takvim novim shvatanjem dolazi se do zaključka da postoji energetski spektar sa jasno ispoljenom diskretnošću, odnosno diskontinualnošću.

§ 28. Kvantovanje momenta količine kretanja rotatora

R o t a t o r o m se naziva čestica ili materijalna tačka koja se kreće ravnomerno oko nekog centra po krugu određenog poluprečnika (sl. 28-1). Priroda ovakvog kretanja nameće kao koordinatu položaja ugao, koji se meri od nekog proizvoljno uzetog početnog položaja.

Kinetička energija rotatora iznosi

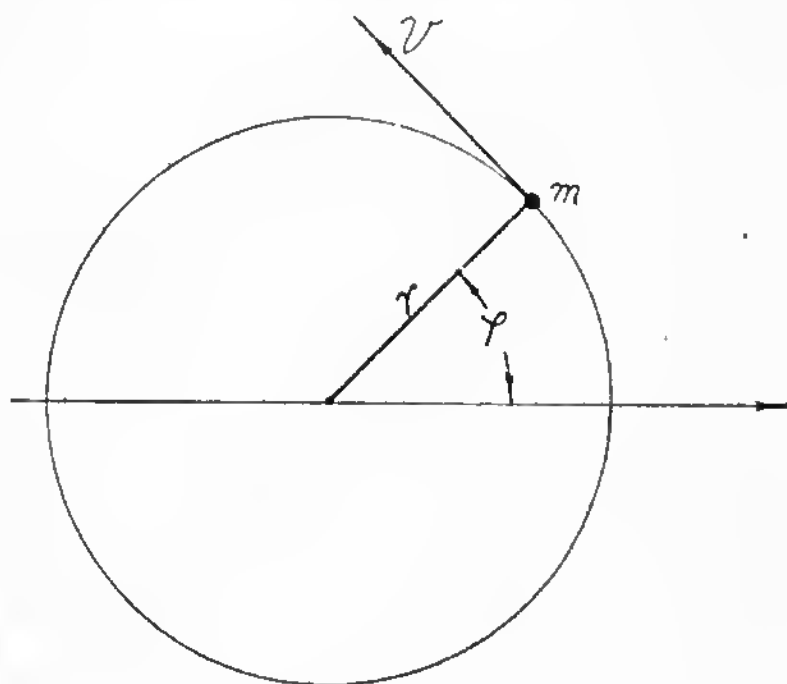
$$E_k = \frac{mv^2}{2} = \frac{mr^2\omega^2}{2} = \frac{mr^2}{2} \dot{\varphi}^2. \quad (28,1)$$

Kako ovde ulogu koordinate q ima ugao φ , može se napisati

$$E_k = \frac{mr^2}{2} \dot{q}^2. \quad (28,2)$$

Potencijalna energija ne zavisi od ugla φ , nego od poluprečnika koji je za jedan rotator konstantan, pa je

$$E_p = \text{const.} \quad (28,6)$$



Sl. 28-1

I ovaj oblik kretanja može da se prikaže u faznoj ravni. Već smo pri tretiranju linearnog oscilatora videli da je dimenzija površine na faznoj ravni u stvari moment

količine kretanja. Tako je i u slučaju rotatora, pa se može poći od opšteg kvantnog uslova (27,12)

$$S = \int p dq = nh. \quad (28,7)$$

Kako je $q = \varphi$, biće dimenzionalno

$$p (=) h (=) mvr. \quad (28,8)$$

Dakle, za slučaj rotatora ulogu impulsa p nema običan impuls, nego moment impulsa. Zato se i ne označava sa p , nego obično sa p_φ ili L , ili pak M . Kada bi se koordinata q označavala kao ugao φ , a p kao količina kretanja, onda se ne bi mogao primeniti kvantni uslov, niti uopšte fazno prikazivanje.

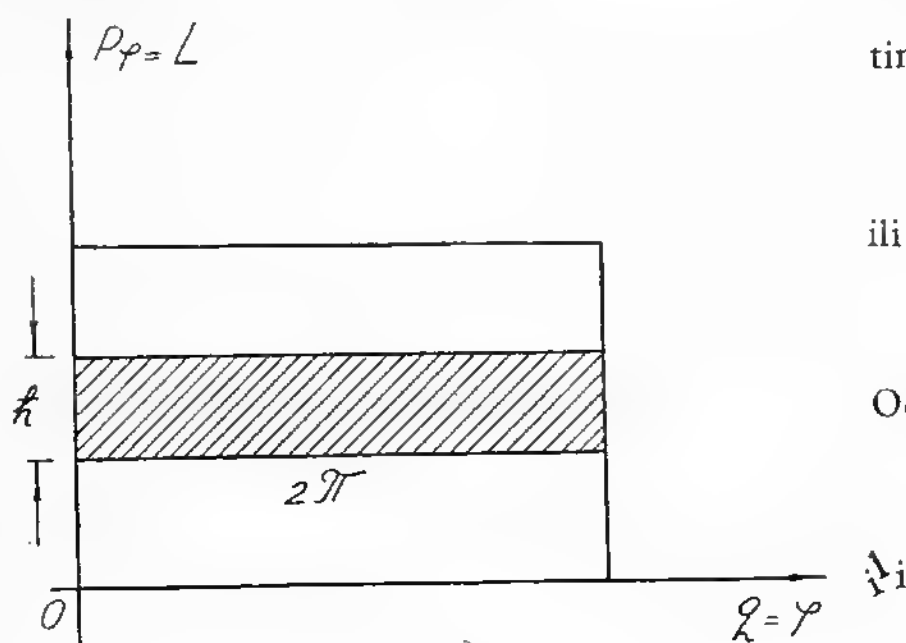
Prema izloženom, dobiće se za moment količine kretanja

$$L = p_\varphi = mvr = mr^2\omega = mr^2\dot{\varphi}. \quad (28,9)$$

Kako je $\dot{\varphi} = \omega$ konstantno, $r = \text{const}$, može se odmah zaključiti da je moment količine kretanja rotatora konstantna veličina

$$L = p_\varphi = \text{const}. \quad (28,10)$$

Fazna trajektorija rotatora dobiva se prema ovim podacima vrlo lako, jer ulogu apscise ima φ , a ulogu ordinate p_φ ili L . Fazna orbita je prava linija paralelna sa q -osom (sl. 28-2).



Sl. 28-2

Prema dobivenim rezultatima je

$$\int p_\varphi d\varphi = nh, \quad (28,11)$$

ili

$$p_\varphi \int_0^{2\pi} d\varphi = nh.$$

Oдавде je

$$p_\varphi = L = n \frac{h}{2\pi} \quad (28,12)$$

$$p_\varphi = mvr = n\hbar. \quad (28,12')$$

Isti rezultat se može dobiti kada se u integralu (28,7) uzme $p = mv$ kao konstanta, a integriranje se izvrši po kružnoj liniji. Onda je kao koordinata luk ds , pa se integrira od 0 do $2r\pi$ odnosno

$$S = \int_0^{2r\pi} mvd s = \left| mvs \right|_{s=0}^{s=2r\pi} = mvr \cdot 2\pi = h. \quad (28,13)$$

Ovaj rezultat pokazuje da se kod rotatora kvantuje moment količine kretanja. On iznosi ceo multipl elementarnog kvanta $\hbar = \frac{h}{2\pi}$. Tako se za moment koli-

čine kretanja može uzeti kao mera baš \hbar . Takva orbita je ograničena prava linija, koja se više puta ponavlja.

Elementarni kvant količine kretanja prikazan je na sl. 28-2 pravougaonikom osnovice 2π i visine $\hbar = \frac{h}{2\pi}$.

Kvantovanje momenta količine kretanja rotatora ima dalekosežni značaj u celoj atomskoj fizici. Taj rezultat se uopštava na sve momente količine kretanja, bez obzira o kakvom se obrtanju radi. Dobivena mera kao elementarna jedinica ili kvant za tu vrlo važnu fizičku veličinu koristi se za sve čestice, kako u teorijskom tako i u eksperimentalnom proučavanju.

§ 29. Modeli atoma

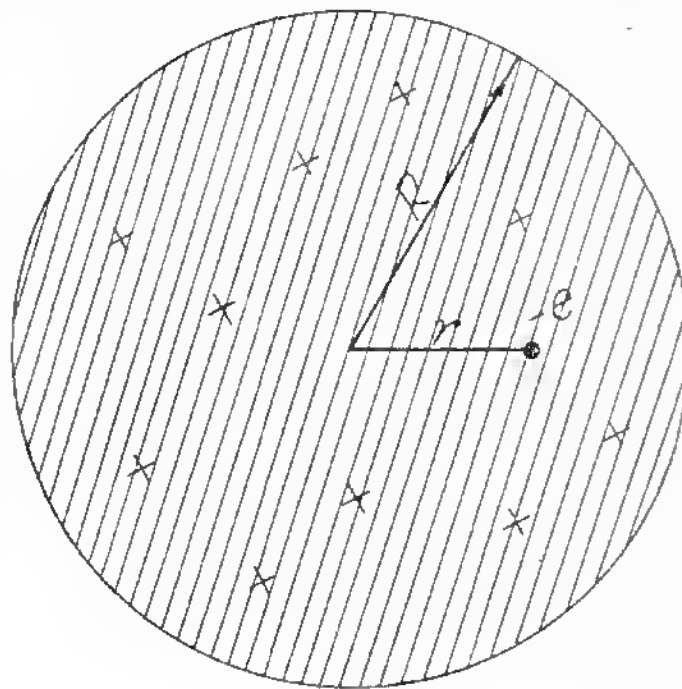
Dimenzije atoma izračunate su još u drugoj polovini 19. veka pomoću kinetičke teorije materije. Ubedljivo je određeno da poluprečnik atoma iznosi oko jednog angstrema prema redu veličine. Dakle

$$r_{\text{atoma}} \approx 10^{-10} \text{ m} = 10^{-8} \text{ cm} = 1 \text{ Å.} \quad (29,1)$$

Otkrićem elektrona, radioaktivnosti, dobivenim rezultatima u oblasti elektromagnetske teorije svetlosti i zračenja crnog tela, odmah se došlo do shvatanja da je i atom složena čestica, odnosno složeni sistem. Iz njega potiču i elektroni i α -čestice i svetlost, pa prema tome atom mora imati složenu strukturu.

Da bi se išta kvantitativno odredilo, a pre svega karakteristične fizičke veličine, kao što su dimenzije, naelektrisanja, energija i, specijalno, koji su sastavni delovi atoma i kakva su međusobna kretanja i dejstva, odmah u početku proučavanja pribeglo se davanju pretpostavki o izgledu strukture atoma. Pretpostavljeni su tzv. modeli atoma. Jasno je da su modeli atoma izvesna simplifikacija realnosti, a često i mehaniziranje komplikovanih oblika, ali su vrlo korisni za efikasno sve veće približavanje objektivnoj realnosti mikroskopskog sveta.

Prvi model atoma dat je prvih godina 20. veka. Predložio ga je W. Thomson (1902), a razradio J. J. Thomson (1904). To je tzv. Thomsonov ili statički model atoma.



Sl. 29-1

Prema statičkom modelu atom bi bio jedna sfera poluprečnika oko jednog angstrema, svuda po svojoj zapremini ravnomerno naelektrisana pozitivnim elektricitetom (sl. 29-1). U toj ravnomerno pozitivno naelektrisanoj sferi nalaze se negativno naelektrisani elektroni vrlo malih dimenzija. Ti elektroni se kreću pretežno oscilujući oko nekih svojih ravnotežnih položaja.

Atom vodonika imao bi prema tome modelu jedan elektron, koji je utisnut u tu masu pozitivnog naelektrisanja i negde unutra osciluje oko ravnotežnog položaja. Ravnotežni položaj tog elektrona bio bi u centru sfere (atoma).

Neka je r rastojanje elektrona od centra atoma. Količina elektriciteta u toj sferi poluprečnika r neka bude q . S obzirom na ravnomernu raspoređenost naelektrisanja po zapremini biće

$$q:e = \frac{4}{3} \pi r^3 : \frac{4}{3} \pi R^3$$

ili

$$q = e \frac{r^3}{R^3} \quad (29,2)$$

Na taj elektron dejstvuje elektrostatička (Coulombova) sila, koja ga privlači ka centru. Ona iznosi

$$F = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \cdot \frac{eq}{r^2} = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \cdot \frac{e^2}{R^3} \cdot r \quad (29,3)$$

ili u elektrostatičkom CGS-sistemu

$$F = \frac{e^2}{R^3} r \quad (29,3')$$

To bi bila i kvazielastična sila, gde ulogu koeficijenta k ima veličina $\frac{1}{4\pi\epsilon_0} \cdot \frac{e^2}{R^3}$

odnosno $\frac{e^2}{R^3}$. Elektron osciluje, te se ubrzava, pa zbog toga zrači elektromagnetske talase kružne frekvencije

$$\omega = \sqrt{\frac{k}{m}} = \sqrt{\frac{e^2}{4\pi\epsilon_0 m R^3}}$$

odnosno u CGS-sistemu

$$\omega = \sqrt{\frac{e^2}{m R^3}}$$

ili

$$\nu = \frac{1}{2\pi} \sqrt{\frac{e^2}{m R^3}} \quad (29,4)$$

Oдавде se može izračunati i talasna dužina tih talasa, naime

$$\lambda = 2\pi c \sqrt{\frac{m R^3}{e^2}} \quad (29,5)$$

Zamenom odgovarajućih veličina vidi se da je ovako izračunata talasna dužina blizu talasne dužine vidljive svetlosti.

Ovaj statički model atoma zvanično je dominirao u fizici uglavnom u prvoj deceniji 20. veka, odnosno u prvoj deceniji atomske kvantne fizike. Ubrzo je prevaziden, ali je ipak znatno doprineo proučavanju mikroprocesa i strukture atoma. Pomoću njega se uspešno proučilo emitovanje elektromagnetskih talasa iz atoma kao oscilatora, produbilo se proučavanje linearnog oscilatora sa gledišta kvantne fizike. Naročito je važno što se taj oscilator uzimao u unutrašnjosti atoma. Pomoću takvih oscilatora u atomima uspešno je proučena pojava dispersije svetlosti. Takode je pomoću toga modela proučena i apsorpcija svetlosti, kao i pola-

rizovanje atoma. Osim toga, pomoću statičkog modela atoma dublje je proučena priroda dielektrične konstante. Štaviše, taj model je omogućio i da se predvidi postojanje izotopa, bar u opštem obliku.

Prema tome, statički model atoma nije danas jedino od istorijskog interesa, jer se pomoću njega mnogo saznalo, a uzimanje za osnov proučavanja zakonitosti linearnog oscilatora predmet je i metod čak i najnovije fizike.

Prvi eksperimenti sa α -česticama kao „mecima”, odnosno prva „bombardovanja” supstancije α -česticama dovode do rezultata koji su sa sigurnošću prevazišli statički model atoma.

Napominjemo da je prema statičkom modelu bilo moguće proučavati i atome sa više elektrona. Pri tom se menjao ravnotežni položaj za pojedini elektron u atomu. Taj položaj se nalazio na rastojanju, koje je određivano prema silama koje dejstvuju na taj elektron. Jedna od njih je sila kojom ga privlači centar atoma. Ostale su sile kojom ga odbijaju ostali elektroni. Odredi se njihova rezultanta, pa onda i ravnotežni položaj.

Drugi model atoma dao je Rutherford 1911. godine.

Radioaktivni elementi su se pokazali kao moćni izvori mnoštva brzih čestica, pomoću kojih se omogućilo proučavanje prodiranja tih čestica kroz razne supstancije različitih dimenzija, a prvenstveno kroz tanke listiće. Lenard je još 1903. godine konstatovao da β -zruci prolaze kroz vrlo tanke listiće nekih supstancija. Kako su zraci negativno naelektrisani elektroni, a atomi supstancije na koje nailaze pozitivno naelektrisane sfere, bilo je neobično kako elektroni lako prolaze kroz tako jaka odbojna električna polja. On je dao hipotezu da pozitivno naelektrisani deo atoma zauzima vrlo mali deo zapremine atoma. Kad bi statički model atoma odgovarao realnosti, onda β -zruci ne bi mogli tako prodirati kao što eksperimenti pokazuju.

Rutherford sa svojim saradnicima i učenicima definitivno dolazi do zaključka da postoji pozitivno naelektrisano atomsko jezgro, koje zauzima neobično mali deo zapremine atoma, a okolo su elektroni na relativno velikim rastojanjima.

Paralelnim snopom α -čestica bombardovao je tanke listiće nekih supstancija i dobio uglavnom vrlo mala skretanja, koja su iznosila 2° — 3° . Rasporedenost ugaonog skretanja α -čestica dobila se kao običan statistički proces. Grafički prikaz toga je poznata kriva „grešaka”. Međutim, osim takvih očekivanih skretanja konstatovana su skretanja izvesnog broja α -čestica i za veće uglove. Ti uglovi su čak i veći od 90° , ponekad su i blizu 180° ; tako reći, po neka čestica se vrati, odbije od nekog pozitivnog centra.

Takva skretanja konstatovana su i u Wilsonovoj komori kao na sl. 29-2, gde se vidi trag α -čestice koja je skrenula pod većim uglom usled nailaska na jezgro supstancije.

Prema statičkom modelu atoma ta velika skretanja treba da budu kao neka superpozicija vrlo malih skretanja, koja mogu nastati prema tom modelu.

No, skretanja prema statičkom modelu iznose svega stote delove jednog stepena, pa je krajnje neverovatno da se desi takva superpozicija.



Sl. 29-2

Otuda i Rutherfordov planetarni ili dinamički model, prema kojem je skoro sva masa atoma skoncentrisana u jezgro atoma, a poluprečnik atoma je u stvari rastojanje između toga jezgra i elektrona koji u atomu kruže. Prečnik jezgra je oko 10^{-12} cm, tj. oko 10 000 puta manji od prečnika atoma.

Rutherford je izveo i formulu za raštrkavanje α -čestica prilikom njihovog nailaska na supstanciju, gde figurira i ugao skretanja. Ta formula je izvedena prema poznatim zakonima klasične fizike o kretanju čestice u centralnom polju. O tome ćemo detaljnije govoriti kasnije u nuklearnoj fizici.

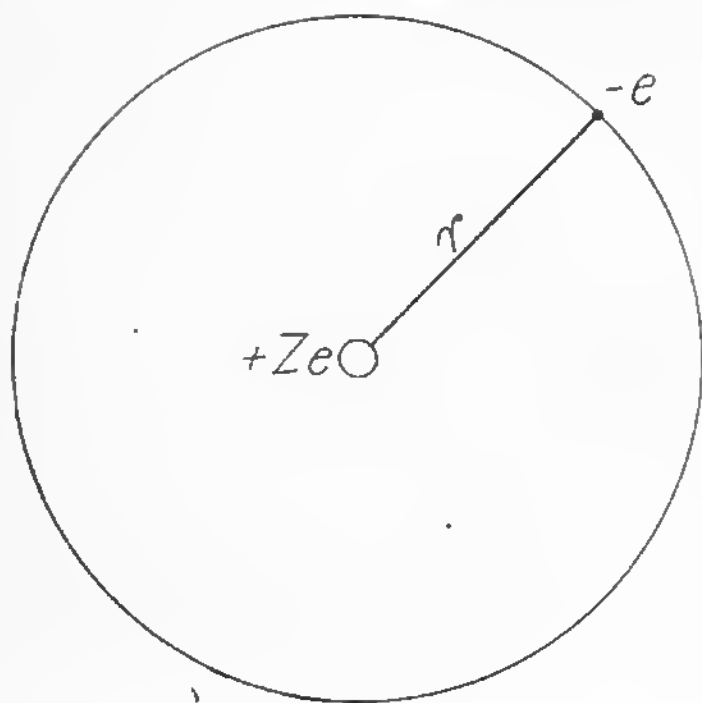
Rutherford je došao do zaključka da se elektroni moraju kretati u atomu zbog toga što se neki novi statički model sa jezgrom i elektronima takode ne bi mogao održati. Naime, prema statičkom modelu uz novu strukturu i konfiguraciju jezgra i elektrona moglo se pretpostaviti da se sila privlačenja jezgra i svakog elektrona pojedinačno uravnotežava sa rezultantom sila između elektrona. Međutim, vodonikov atom, koji ima svega jedan elektron, pobija takvo shvatanje, jer ne bi bio uravnotežen.

Genijalna Rutherfordova inventivnost pokazala se i u tome što je pretpostavio da je atom sličan nekom malom planetarnom sistemu, gde su elektroni analogni planetama, a jezgro Suncu.

Krupan problem sastojao se u dokazivanju stabilnosti takvog atoma. Rutherford je prema zakonima klasične fizike pretpostavio da se elektroni u atomu kreću tako velikom brzinom da se centrifugalna sila uravnotežava sa Coulombovom elektrostatičkom silom.

Naravno, u atomskoj fizici kao probni kamen služi vodonikov atom, jer je to sistem dvaju tela, koji je u mehanici potpuno i precizno rešen.

Ali, trebalo je problem rešiti i za druge atome. U tu svrhu se ne posmatraju atomi sa svim elektronima, jer je to sa matematičke strane nemoguće, nego se posmatraju joni „slični” atomu vodonika. To su atomi jonizovani tako da im ostane jedan jedini elektron (sl. 29-3). Ako je broj elektrona u neutralnom atomu



Sl. 29-3

Z , onda je naelektrisanje jezgra Ze , jer je broj protona u jezgri Z . Tako se, osim atoma vodonika sa jednim protonom kao jezgrom i jednim elektronom koji okolo kruži, na isti način proučavaju i drugi atomi sa jezgrom naelektrisanja Ze , i jednim elektronom koji okolo kruži.

Poznato je da centrifugalna sila iznosi

$$F_1 = \frac{mv^2}{r},$$

a Coulombova sila

$$F_2 = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \cdot \frac{Ze^2}{r^2}$$

ili u CGS stat C-sistemu

$$F_2 = \frac{Ze^2}{r^2}.$$

Onda je uslov stabilnosti

$$\frac{mv^2}{r} = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \cdot \frac{Ze^2}{r^2} \quad (29,6)$$

ili u CGS-sistemu

$$\frac{mv^2}{r} = \frac{Ze^2}{r^2} \quad (29,6')$$

Tu se naravno pretpostavlja da se elektron kreće po krugu. Potencijalna energija tog elektrona izračunava se kada se prethodno uzme neki nivo u odnosu na koji se ona računa. Uobičajeno je da taj nivo bude u beskonačnosti, a pošto je to osnovni nivo, može se uzeti da je $E_p = 0$ kada $r \rightarrow \infty$. Prema tome, kada je elektron u ma kojoj tački na konačnom rastojanju od njega, njegova potencijalna energija je manja od te maksimalne, koja je uzeta za osnovni nivo, pa je potencijalna energija elektrona u atomu negativna. Inače, taj negativni znak nema fizičkog značenja. Elektron je u električnom polju jezgra, pa je

$$E_p = -\frac{1}{4\pi\epsilon_0} \cdot \frac{Ze^2}{r} \quad (29,7)$$

ili u CGS-sistemu

$$E_p = -\frac{Ze^2}{r} \quad (29,7')$$

Kinetička energija elektrona je

$$E_k = \frac{1}{2}mv^2 \quad (29,8)$$

Uzimajući vrednost za mv^2 iz (29,6), dobiće se

$$E_k = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \cdot \frac{Ze^2}{2r} \quad (29,9)$$

ili u CGS-sistemu

$$E_k = \frac{Ze^2}{2r} \quad (29,9')$$

Dakle, potencijalna energija je dva puta veća od kinetičke energije. Totalna energija elektrona (sa negativnim znakom) iznosi

$$E = E_p + E_k = -\frac{1}{4\pi\epsilon_0} \cdot \frac{Ze^2}{2r} \quad (29,10)$$

ili u CGS-sistemu

$$E = -\frac{Ze^2}{2r} \quad (29,10')$$

Totalna energija jednaka je kinetičkoj energiji (sa negativnim znakom). Opet i za totalnu energiju znak minus nema nekog naročitog fizičkog značaja, jer je nulti nivo potencijalne energije uzet proizvoljno.

Rutherfordov model atoma sa jezgrom i okolo elektronima, a takode i statički model atoma, imaju velike teškoće baš sa gledišta klasične fizike. O statičkom smo već naveli, a dinamički model može dovesti do zračenja elektromagnetske energije, pošto je kretanje ubrzano, odnosno sistem predstavlja električni dipol sa svim elementima za zračenje. Kada takav sistem zrači energiju, onda se njegova energija smanjuje, pa, prema tome, elektron bi jednostavno pao u jezgro. Time bi se došlo do apsurdna da klasična fizika tvrdi nešto što je u suprot-

nosti sa realnošću, jer atomi kao sistem realno postoje. Smatra se da je time dokazan nedostatak i nemoć klasične fizike, jer je došla u kontradikciju sa atomskim procesima.

No, s druge strane, eksperimenti su potvrdili da postoji takva struktura atoma sa jezgrom i elektronima. Preostalo je da se izmeni ili dopuni teorija i shvaćanje toga modela. U tome je najznačajniju ulogu imao Niels Bohr uvođenjem kvantnih postulata u Rutherfordov dinamički model atoma 1913. godine. Zbog toga se taj dinamički model naziva Rutherford-Bohrov model. Onda se počela naglo razvijati Bohrova teorija atoma, koja se smatra prvobitnom kvantnom teorijom.

Kasniji razvoj kvantne fizike umnogome je prevazišao i taj dinamički model, jer se prešlo na drukčije oblike prikazivanja atoma i mikroprocesa. Ti noviji metodi odlikuju se nejašnoćom u ilustrativnom pogledu, jer se svode na statističke i dualističke kvantno-talasne interpretacije. O tome će unekoliko biti reči kasnije.

Rutherford-Bohrovim modelom fizičari su postigli vidne rezultate u atomskoj fizici. Veliki broj fizičkih veličina karakterističnih za atom, dobiven pomoću toga modela i odgovarajuće teorije, ni do danas nije bolje izračunat savremenijim metodima. Međutim, izvestan broj veličina određen je znatno preciznije, pa čak i u drugom obliku. Osim toga, savremenija shvaćanja atomskih kretanja i procesa bliže su stvarnosti od navedenih.

BOHROVA TEORIJA ATOMA

§ 30. Bohrovi kvantni postulati

Bohr je prihvatio i usavršio Rutherfordov dinamički model atoma time što je osim toga prihvatio i Planckovo učenje o kvantovanju energije i momenata količine kretanja. Kako ni to nije bilo dovoljno za obezbedenje stabilnosti atoma, Bohr daje i svoje postulate, koji su izgledali neopravdani i nedovoljno naučno zasnovani.

Bohrovi postulati se mogu formulisati ovako:

Atom se može stalno nalaziti samo u stanjima sa određenim energijama $E_1, E_2, \dots, E_k, \dots$ koje se nazivaju nivoi energije (energetski nivoi). Te energije odgovaraju navedenim kvantnim uslovima.

U takvim energetskim stanjima atom ne zrači nikakvu energiju, bez obzira što se elektroni kreću ubrzano. Zato je takva stanja nazvao stacionarna stanja.

Atom zrači ili apsorbuje energiju (svetlost) samo pri prelazu iz jednog stacionarnog u drugo stacionarno stanje. Pri tom prelazu atom emituje ili apsorbuje monohromatičnu svetlost određene talasne dužine, odnosno određene frekvencije, koja se izražava u funkciji od razlike tih dvaju energetskih nivoa. Ako je prvo stacionarno stanje imalo energiju E_k , a drugo stacionarno stanje E_n , pri čemu je $E_k > E_n$, biće prema Bohrovom postuliranju

$$h\nu = E_k - E_n. \quad (30,1)$$

Ovde je h Planckova konstanta dejstva, ν — frekvencija emitovane monohromatične svetlosti, $E_k - E_n$ — emitovana energija.

Emitovanje i apsorbovanje energije vrši se usled spoljašnjih uticaja, mahom pod uticajem polja, odnosno uzajamnim uticajem sa spoljašnjim zračenjima.

U slučaju (30,1) kada je prvobitna energija atomskog sistema E_k veća od energije toga sistema E_n na kraju procesa interakcije, atomski sistem, dakle, gubi energiju $E_k - E_n$. Ako je pak energija E_n na kraju procesa veća od energije E_k u početku procesa, onda opet važi relacija

$$E_n - E_k = h\nu, \quad (30,2)$$

koja pokazuje da je atomski sistem apsorbovao foton spoljašnje energije.

Neobičnost Bohrovih postulata sastoji se u zabrani zračenja u stacionarnim stanjima, iako se elektroni kreću ubrzano. Takvo shvatanje se protivi klasičnoj nauci o elektromagnetizmu, odnosno o zakonitosti zračenja elektromagnetskih talasa. Za takvo shvatanje nema nikakvih opravdanja u principu, ali se pomoću njega dohivaju rezultati koji se slažu sa eksperimentima. Otuda i snaga takvih postulata, a i njihovo brzo i sigurno prihvatanje u fizici.

Bohrovi postulati ništa ne kazuju o prirodi i toku samog procesa prelaznja iz jednog u drugo stacionarno stanje, nego samo o rezultatu toga procesa.

Interesantno je istaći da to monohromatično zračenje sa određenom frekvencijom nema nikakve veze sa frekvencijom, koja je u vezi sa periodičnim kretanjem elektrona po orbiti.

Ove energije se mogu lako izračunati prema Bohrovoj teoriji, a to znači da se može odrediti i talasna dužina emitovane svetlosti, koja se opet može eksperimentalno izmeriti.

Takođe se može izračunati i verovatnoća prelaza iz jednog stacioniranog stanja u drugo, ali je to vezano sa prilično razvijenim matematičkim metodima.

§ 31. Karakteristične veličine atoma prema Bohrovoj teoriji

Bohrova teorija tretira atom vodonika i jon sličan njemu (jezgro i jedan elektron) uzimanjem najpre jednačine klasične fizike za rotator o jednakosti centrifugalne i Coulombove sile (kao u § 29). Ta prva jednačina glasi u CGS stat C-sistemu

$$\frac{mv^2}{r} = \frac{Ze^2}{r^2}, \quad (31,1)$$

a zatim kvantne jednačine o kvantovanju momenta količine kretanja elektrona

$$mvr = n\hbar. \quad (31,2)$$

Neobičnost, a i nedoslednost ovog shvatanja je očigledna, ali su rezultati dobri. Ove dve jednačine izgledaju kao neko montiranje ili kalemljenje kvantnih uslova na klasična shvatanja i relacije.

Iz njih se može odmah izračunati brzina elektrona u atomu odnosno

$$\begin{aligned} mvr \cdot v &= Ze^2 \\ \text{ili} \quad v &= \frac{Ze^2}{n\hbar} \end{aligned} \quad (31,3)$$

U MKSC-sistemu biće

$$v = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \cdot \frac{Ze^2}{n\hbar} \quad (31,3')$$

Brzina elektrona u atomu obrnuto je proporcionalna kvantnom broju n .

Odmah se izračunava i poluprečnik pojedine orbite elektrona u atomu, odnosno

$$r = \frac{n\hbar}{mv} = \frac{n^2\hbar^2}{mZe^2} \quad (31,4)$$

ili u MKSC-sistemu

$$r = \frac{n^2\hbar^2(4\pi\epsilon_0)}{mZe^2} \quad (31,4')$$

Poluprečnik kružne Bohrove orbite elektrona u atomu proporcionalan je kvadratu kvantnog broja n .

Već ove relacije pokazuju da je praktičnije uzimati \hbar nego h zbog faktora 2π , a to se videlo i pri kvantovanju momenta količine kretanja.

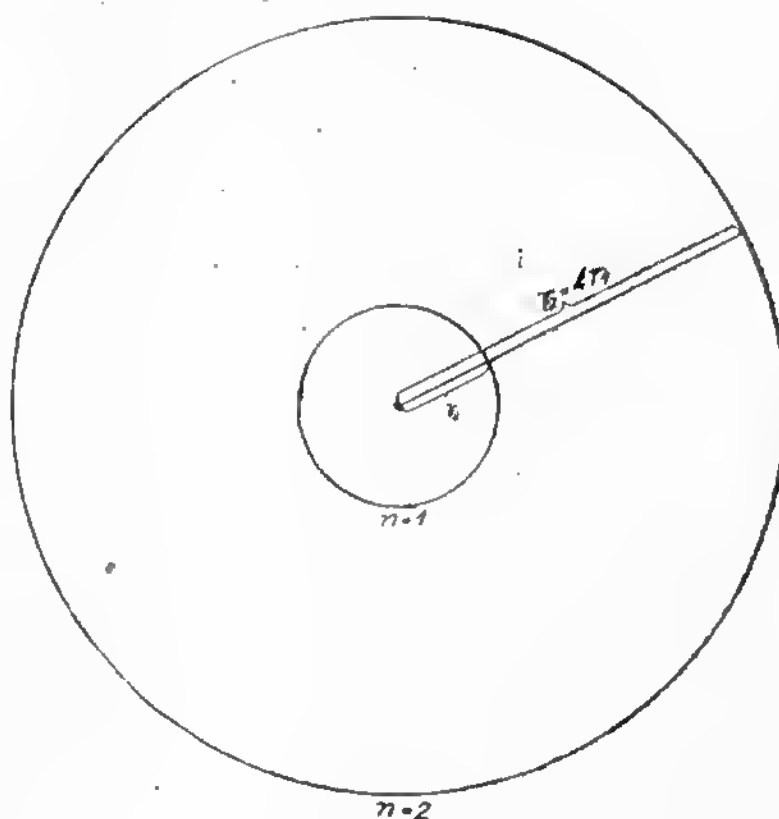
Kako je $n=1, 2, 3, \dots$, može se ustanoviti da je $n=1$ za prvu Bohrovu orbitu, $n=2$ za drugu itd.

Otuda je

$$r_1 : r_2 : r_3 : \dots = 1^2 : 2^2 : 3^2 : \dots \quad (31,5)$$

Dakle, poluprečnik druge Bohrove (ili kvantne) orbite (putanje) četiri puta je veći od poluprečnika prve orbite (sl. 31-1).

Već ove relacije pokazuju da je ovde manje brojeva pri numeričkom izračunavanju kada se uzme CGS stat C-sistem. Inače, bolje odgovaraju fizičkoj realnosti sve ove formule sa odgovarajućim faktorom koji sadrži permitivnost ϵ_0 vakuuma. Brzina elektrona u atomu vodonika iznosi prema (31,3)



Sl. 31-1

$$v = \frac{e^2}{n\hbar} = \frac{4,8029^2 \cdot 10^{-20} \text{ cm}}{n \cdot 1,054 \cdot 10^{-27} \text{ s}} \approx \frac{2,189 \cdot 10^8 \text{ cm}}{n \text{ s}}$$

Na prvoj orbiti vodonikova atoma brzina elektrona iznosi

$$v = \frac{e^2}{\hbar} = 2,189 \cdot 10^8 \frac{\text{cm}}{\text{s}} = 2,189 \cdot 10^6 \frac{\text{m}}{\text{s}} \quad (31,6)$$

Upoređenjem sa brzinom svetlosti vidi se da je brzina elektrona na prvoj orbiti u atomu vodonika oko 137 puta manja od brzine svetlosti. U atomskoj fizici odnos tih brzina je važan, pa ćemo ga i naznačiti. Obeleži li se sa α , biće

$$\alpha = \frac{v_1}{c} = \frac{e^2}{\hbar c} = \frac{1}{137} \quad (31,7)$$

Naravno, ovo je neimenovan broj, jer je odnos dveju brzina.

Poluprečnik prve orbite elektrona u atomu vodonika iznosi

$$\begin{aligned} r_1 &= \frac{\hbar^2}{me^2} = \frac{1,054^2 \cdot 10^{-54}}{9,1085 \cdot 10^{-28} \cdot 4,8029^2 \cdot 10^{-20}} \text{ cm} = 0,5292 \cdot 10^{-8} \text{ cm} \\ &= 0,5292 \cdot 10^{-10} \text{ m} = 0,5292 \text{ Å} \end{aligned} \quad (31,8)$$

Dakle, poluprečnik prve orbite elektrona u atomu iznosi oko pola angstrema.

Uzgred napominjemo da za sva ova numerička izračunavanja treba uzimati što tačnije vrednosti za odgovarajuće konstante. Ovde navodimo samo neke.

Brziņa svetlosti u vakuumu:

$$c = 2,9973 \cdot 10^{10} \frac{\text{cm}}{\text{s}} = 2,9973 \cdot 10^8 \frac{\text{m}}{\text{s}}.$$

Planckova konstanta dejstva:

$$h = 6,625 \cdot 10^{-27} \text{ erg s} = 6,625 \cdot 10^{-34} \text{ Js},$$

$$\hbar = 1,054 \cdot 10^{-27} \text{ erg s} = 1,054 \cdot 10^{-34} \text{ Js}.$$

Elementarna količina elektriciteta:

$$e = 4,8029 \cdot 10^{-10} \text{ stat C} = 1,6021 \cdot 10^{-19} \text{ C}.$$

Masa elektrona:

$$m_e = 9,1085 \cdot 10^{-28} \text{ g} = 9,1085 \cdot 10^{-31} \text{ kg}.$$

Električna permitivnost vakuumu:

$$\epsilon_0 = 8,8542 \cdot 10^{-12} \frac{F}{m} = \frac{1}{36\pi \cdot 10^9} \cdot \frac{F}{m}.$$

Ugaona frekvencija ω kruženja elektrona dobiće se prema relaciji

$$v = r\omega$$

ili

$$\omega = \frac{v}{r} = \frac{Ze^2}{n\hbar} : \frac{n^2\hbar^2}{mZe^2} \quad (31,9)$$

Odavde je

$$\omega = \frac{mZ^2e^4}{n^3\hbar^3} \quad (31,10)$$

ili u MKSC-sistemu

$$\omega = \frac{mZ^2e^4}{n^3\hbar^3} \quad (31,10')$$

Frekvencija ν dobiva se odavde u obliku

$$\nu = \frac{mZ^2e^4}{2\pi n^3\hbar^3} \quad (31,11)$$

ili u MKSC-sistemu

$$\nu = \frac{mZ^2e^4}{2\pi(4\pi\epsilon_0)^2 n^3\hbar^3} \quad (31,11')$$

Frekvencija kruženja elektrona obrnuto je proporcionalna trećem stepenu kvantnog broja, odnosno rednog broja orbite.

Za prvu orbitu elektrona u atomu vodonika frekvencija iznosi

$$\omega = \frac{9,1085 \cdot 10^{-28} \cdot 4,8029^4 \cdot 10^{-40}}{1,054^3 \cdot 10^{-81}} \frac{\text{rad}}{\text{s}} = 41,49 \cdot 10^{15} \frac{\text{rad}}{\text{s}}$$

ili

$$\nu = \frac{\omega}{2\pi} = 6,588 \cdot 10^{15} \frac{\text{cyc}}{\text{s}} = \frac{1}{T}.$$

Period kruženja elektrona u atomu, tj. vreme za koje elektron jedanput pređe celu periferiju kruga po kojem se kreće, iznosi

$$T = \frac{2\pi}{\omega} = \frac{2\pi \hbar^3 n^3}{m Z^2 e^4} \quad (31,12)$$

ili u MKSC-sistemu

$$T = \frac{(4\pi\epsilon_0)^2 \cdot 2\pi \hbar^3 n^3}{m Z^2 e^4} \quad (31,12')$$

Periodi kruženja elektrona po orbitama u jednom atomu odnose se kao kubovi odgovarajućih kvantnih brojeva

$$T_1 : T_2 : T_3 : \dots = 1^3 : 2^3 : 3^3 \dots \quad (31,13)$$

Kvadrati tih perioda odnose se kao šesti stepeni, a to znači kao kubovi poluprečnika orbita, jer se poluprečnici orbita odnose kao kvadrati kvantnih brojeva. Dakle

$$T_1^2 : T_2^2 : T_3^2 : \dots = r_1^3 : r_2^3 : r_3^3. \quad (31,14)$$

Ovo podseća na Treći Keplerov zakon za planete. Analogno bi se mogla formulisati i prva dva zakona, uzimajući u obzir da se elektroni kreću ravnomerno po kružnim putanjama. Za prvu putanju vodonikova atoma je

$$T_1 = \frac{2\pi \hbar^3}{m e^4} = \frac{2\pi \cdot 1,054^3 \cdot 10^{-81}}{9,1085 \cdot 10^{-28} \cdot 4,8029^4 \cdot 10^{-40}} \text{ s} = 1,518 \cdot 10^{-16} \text{ s}$$

$$\left(= \frac{2\pi}{\omega} = \frac{2\pi}{4,149 \cdot 10^{16}} \text{ s} \right).$$

Energija elektrona u atomu iznosi prema (29,10) i prema (31,4)

$$E_n = -\frac{Z e^2}{2r} = -\frac{m Z^2 e^4}{2 n^2 \hbar^2} \quad (31,15)$$

ili u MKSC-sistemu

$$E_n = -\frac{m Z^2 e^4}{(4\pi\epsilon_0)^2 \cdot n^2 \hbar^2} \quad (31,15')$$

Prema ovoj formuli dobiće se vrednost energije elektrona i na prvoj orbiti u vodonikovom atomu, stavljajući $Z = 1$, $n = 1$, odnosno

$$E_1 = -\frac{m e^4}{2 \hbar^2} \quad (31,16)$$

Zamena odgovarajućih vrednosti daje

$$E_1 = \frac{9,1085 \cdot 10^{-28} \cdot 4,8029^4 \cdot 10^{-40}}{2 \cdot 1,054^2 \cdot 10^{-54}} \cdot \frac{1}{1,602 \cdot 10^{-12}} \text{ eV}$$

$$= 13,605 \text{ eV} (\simeq 13,61 \text{ eV}).$$

Uz oznaku za energiju uzimamo indeks koji odgovara kvantnom broju ili rednom broju orbite elektrona.

Ako je redni broj $n = k$, tj. kvantno stanje k , onda odgovarajuća energija elektrona iznosi u elektrostatičkom sistemu

$$E_k = -\frac{mZ^2 e^4}{2 k^2 \hbar^2} \quad (31,17)$$

Ako atom prelazi iz stacioniranog stanja n u stacionirano stanje k , odnosno iz stacioniranog stanja energije E_n u stacionirano stanje energije E_k , može se izračunati i frekvencija odgovarajućeg zračenja, koje nastaje pri takvom prelazu. Naime, biće

$$h\nu = E_n - E_k = \frac{mZ^2 e^4}{2 \hbar^2} \left(\frac{1}{k^2} - \frac{1}{n^2} \right) \quad (31,18)$$

Odavde tražena frekvencija iznosi

$$\nu = \frac{mZ^2 e^4}{4 \pi \hbar^3} \left(\frac{1}{k^2} - \frac{1}{n^2} \right) \quad (31,19)$$

ili u MKC-sistemu

$$\nu = \frac{mZ^2 e^4}{(4 \pi \epsilon_0)^2 \cdot 4 \pi \hbar^3} \left(\frac{1}{k^2} - \frac{1}{n^2} \right) \quad (31,19')$$

Stanje atoma sa energijom E_1 naziva se osnovno stanje ili nepobudeno (neeksitirano) stanje. Svako pobudeno stanje ili eksitirano (stanje sa eksitacijom) razlikuje se za određeni kvant energije. Tako je

$$E_2 = E_1 + h\nu \quad (31,20)$$

Kao što je izneto u § 11, spektroskopija je postigla znatne rezultate još u 19. veku, mnogo pre nastanka kvantne i Bohrove teorije. Uporedimo sada jednačinu (11,2) dobivenu za atom vodonika u spektroskopiji pomoću tzv. termova

$$\nu = cR \left(\frac{1}{2^2} - \frac{1}{n^2} \right)$$

i jednačinu (31,19) dobivenu na osnovu kvantne i Bohrove teorije

$$\nu = \frac{mZ^2 e^4}{4 \pi \hbar^3} \left(\frac{1}{k^2} - \frac{1}{n^2} \right)$$

Za vodonik je $Z = 1$, pa se upoređenjem pomenutih jednačina može videti da izraz

$$\frac{me^4}{4 \pi \hbar^3}$$

prema Bohrovoj teoriji odgovara proizvodu cR prema ranijim rezultatima u spektroskopiji, gde je c brzina svetlosti i R — Rydbergova konstanta. Ako ove izraze pred zagradama izjednačimo, biće

$$cR = \frac{me^4}{4 \pi \hbar^3}$$

ili

$$R = \frac{me^4}{4 \pi c \hbar^3} \quad (31,21)$$

Kad vrednost za R izračunamo iz ove relacije koja proističe iz Bohrove teorije, dobiva se

$$R = 109\,737\text{ cm}^{-1}, \quad (31,21')$$

dok eksperimentalno dobivena vrednost u spektroskopiji (§ 11) daje

$$R = 109\,677,58\text{ cm}^{-1}.$$

Kao što se vidi, slaganje rezultata je vrlo dobro, odnosno Bohrova teorija daje rezultate koji se vrlo dobro slažu sa eksperimentalnim podacima, pa je ovo ujedno i sjajna potvrda Bohrove teorije.

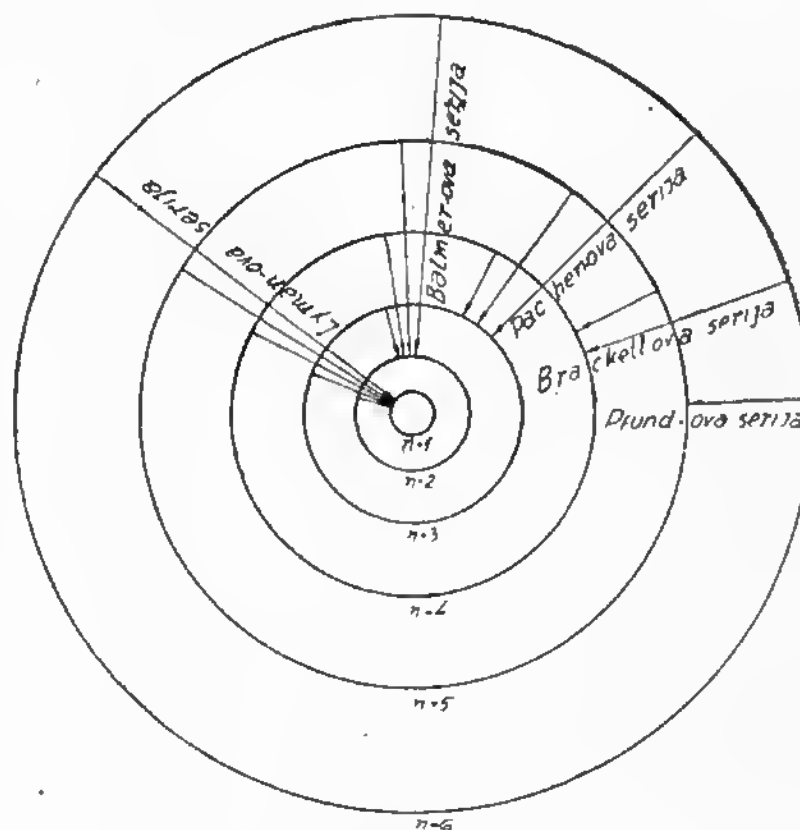
Bohrova teorija ne daje samo slaganje u pogledu Rydbergove konstante već se i mnoge druge pojave i rezultati koje daju eksperimentalna ispitivanja veoma dobro objašnjavaju, a rezultati potvrđuju Bohrovom teorijom.

Mogu se, na primer, pomoću Bohrove teorije (jedm. 31,19) sračunati talasne dužine linija u Balmerovoj seriji (videti § 11). Prema jednačini (11,3) za Balmerovu seriju je $k = 2$, što znači da Balmerova serija linija nastaje prelaskom elektrona sa viših energetske stanja na drugo energetsko stanje odnosno sa orbita višeg reda na orbitu 2. reda. Uzmimo samo prelaz sa prve 4 orbite višeg reda odnosno za $n = 3, 4, 5$ i 6 na $k = 2$. Tako dobivamo talasne dužine za prve 4 linije u Balmerovoj seriji. Ovako sračunate vrednosti iznose za:

H_{α} -liniju	$\lambda = 6\,562,08\text{ \AA}$
H_{β} „	$\lambda = 4\,860,80\text{ \AA}$
H_{γ} „	$\lambda = 4\,340,00\text{ \AA}$
H_{δ} „	$\lambda = 4\,101,30\text{ \AA}$

Eksperimentalnim merenjem su dobivene skoro iste vrednosti.

Lymanova serija (11,3) nastaje prelaskom elektrona sa viših energetske stanja na osnovno energetsko stanje ($k = 1$). Najveća razlika među energetske stanja orbita javlja se među prvom i drugom orbitom, pa je razumljivo da će emitovani kvant među ovim orbitama imati najveću energiju odnosno njegova talasna dužina biće vrlo mala. Time se objašnjava činjenica da se Lymanova serija nalazi u dalekom ultraljubičastom području. Na sličan način Paschenova serija nastaje prelaskom elektrona na treću orbitu ($k = 3$), za Brackettovu na $k = 4$ i Pfundovu na $k = 5$. Na taj način se objašnjava pojava serija linija u spektru atoma.



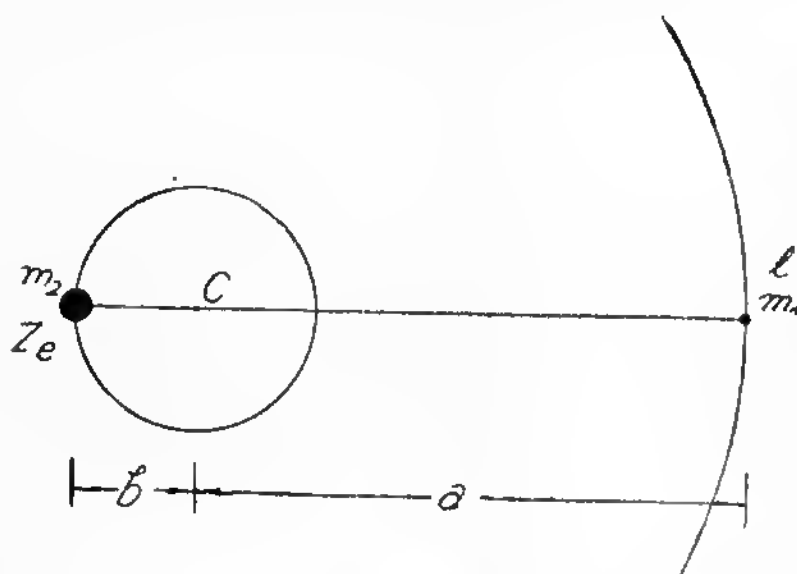
Sl. 31-2

Iznesene činjenice mogu se simbolički predstaviti kao na sl. 31-2. No pri tome treba napomenuti da je ovo samo slikovito predstavljanje, pri čemu se zanemaruju mnoge složenije okolnosti, o kojima će biti reči kasnije.

§ 32. Uračunavanje kretanja jezgra

U dosadašnjim izračunavanjima pretpostavljalo se da se elektron kreće oko nepokretnog jezgra. Smatralo se kao da je masa jezgra beskonačno velika. Glavno je bilo da se elektron kreće u polju sa centralnim silama.

Ali, iako je masa jezgra vrlo velika u odnosu na masu elektrona, ipak će se dobiti nešto precizniji rezultati kada se uzme u obzir i kretanje jezgra, odnosno kada se ne zanemari odnos mase elektrona i mase jezgra.



Sl. 32-1

Možemo pretpostaviti da se i jezgro i elektron kreću istom ugaonom brzinom oko zajedničkog centra mase. Označimo sa m_1 masu elektrona, sa m_2 masu jezgra, a sa C centar mase atoma (sl. 32-1). Na slici razmera rastojanja jezgra i elektrona od centra mase ni izdaleka ne odgovara stvarnosti, jer je za sam vodonikov atom m_2 skoro dve hiljade puta veće od m_1 , ali je tako data zbog ilustracije problema. Označimo sa a rastojanje od centra mase do elektrona, a sa b rastojanje od centra do jezgra.

Elektron i jezgro su stalno raspoređeni dijametralno u odnosu na centar mase. Očigledno je

$$am_1 = bm_2. \quad (32,1)$$

Ovde je primena Bohrove teorije analogna primeni na slučaj nepokretnog jezgra. Uzima se jedna klasična jednačina za sile i jedna kvantna jednačina za kvantovanje momenta količine kretanja posmatranog sistema (atoma). Pomnoži li se (32,1) sa ω^2 , dobiće se

$$am_1 \omega^2 = bm_2 \omega^2, \quad (32,2)$$

a to su centrifugalne sile elektrona i jezgra, koje uravnotežava Coulombova sila. Onda je

$$\frac{Ze^2}{(a+b)^2} = am_1 \omega^2 \quad (32,3)$$

i

$$\frac{Ze^2}{(a+b)^2} = bm_2 \omega^2. \quad (32,4)$$

Ovo su traženi klasični uslovi.

Moment količine kretanja iznosi

$$L = m_1 v_1 a + m_2 v_2 b = m_1 a^2 \omega + m_2 b^2 \omega, \quad (32,5)$$

pa kvantni uslovi daju relaciju

$$m_1 a^2 \omega + m_2 b^2 \omega = n\hbar. \quad (32,6)$$

Da bi se olakšala izračunavanja, a i svela na već tretirane oblike, podesno je a i b izraziti u funkciji rastojanja $a + b$ između elektrona i jezgra. To se postiže vrlo lako iz (32,1), i to za a :

$$am_1 + am_2 = (a + b)m_2$$

ili

$$a = \frac{m_2}{m_1 + m_2} (a + b), \quad (32,7)$$

a za b :

$$bm_2 + bm_1 = m_1(a + b)$$

ili

$$b = \frac{m_1}{m_1 + m_2} (a + b). \quad (32,8)$$

Onda se iz (32,3) ili (32,4) i (32,7) i (32,8) dobiva klasični uslov u obliku

$$\frac{m_1 \cdot m_2}{m_1 + m_2} (a + b) \omega^2 = \frac{Ze^2}{(a + b)^2}. \quad (32,9)$$

Poznato je da je

$$\frac{m_1 \cdot m_2}{m_1 + m_2} = m_r \quad (32,10)$$

redukovana masa. Zato taj uslov dobiva oblik

$$m_r(a + b)^3 \omega^2 = Ze^2. \quad (32,11)$$

Kvantni uslov onda prema (32,6), (32,7) i (32,8) glasi

$$m_r(a + b)^2 \omega = n\hbar. \quad (32,12)$$

Iz ovih dveju jednačina lako se izračunava $a + b$ i ω , odnosno

$$a + b = \frac{n^2 \hbar^2}{m_r Ze^2}. \quad (32,13)$$

Ovaj rezultat se može dobiti i neposredno prema (31,4). Ugaona frekvencija iznosi

$$\omega = \frac{m_r Z^2 e^4}{n^3 \hbar^3}, \quad (32,14)$$

a to je identično sa (31,10), s tom razlikom što ovde ulogu mase ima redukovana masa. Na sličan način se dobivaju i izrazi za potencijalnu, kinetičku i totalnu energiju. Navodimo samo za totalnu energiju

$$E = -\frac{m_r Z^2 e^4}{2 n^2 \hbar^2}, \quad (32,15)$$

što se odmah može dobiti i prema (31,15).

Kako smo ranije izračunali vrednost Rydbergove konstante, potražićemo je i u ovom preciznijem tretiranju. Ona prema izračunavanjima ili prema (31,21) iznosi

$$R = \frac{m_r e^4}{4 \pi c \hbar^3}. \quad (32,16)$$

Uporedićemo ovu vrednost Rydbergove konstante sa njenom vrednošću za raniji slučaj. Označimo onu sa R_∞ , gde indeks ∞ pokazuje da je masa jezgra beskonačno velika u odnosu na masu elektrona. Zamenjujući m_2 dobiće se

$$R = \frac{m_1 m_2 e^4}{4\pi c h^3 (m_1 + m_2)} = \frac{m_1 e^4}{4\pi c h^3 \left(1 + \frac{m_1}{m_2}\right)}. \quad (32,17)$$

Za $m_2 \gg m_1$ dobiva se $R \rightarrow R_\infty$, pa je

$$R = \frac{R_\infty}{1 + \frac{m_1}{m_2}}. \quad (32,18)$$

Ovaj rezultat pokazuje da se uračunavanjem kretanja jezgra smanjuje Rydbergova konstanta $\left(1 + \frac{m_1}{m_2}\right)$ puta. Sama formula pokazuje da je najveće smanjenje Rydbergove konstante za vodonikov atom. Osim toga, ova formula se više približava preciznoj eksperimentalnoj vrednosti nego vrednost dobivena prema ranije navedenoj teoriji bez uračunavanja kretanja jezgra.

§ 33. Eksperimentalna potvrda kvantne teorije

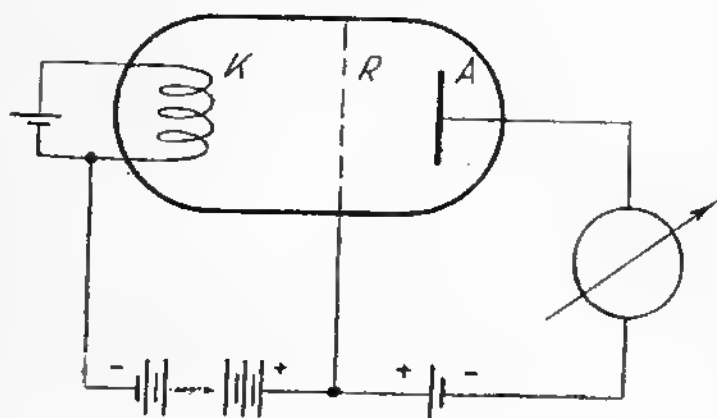
(Franck - Hertzov eksperiment)

Bohrova teorija je svojim nastankom dala jak podstrek eksperimentatorima u cilju dokazivanja i proveravanja samih osnova kvantne fizike. Tako su J. Franck i H. Hertz odmah 1913. godine uspeli da eksperimentalno potvrde postojanje kvanta energije i opravdanost Bohrovih postulata i teorije. Taj eksperiment se smatra krajem kvantne hipoteze i početkom ubedenosti da kvanti zaista postoje u stvarnosti.

Ideja autora toga eksperimenta je uglavnom sledeća. Ostvare se sudari mnoštva elektrona sa atomima razrednog gasa ili pare. U slučaju neelastičnih sudara i elektroni predaju svoje energije atomima gasa. Prema Bohrovoj teoriji,

energija se predaje shodno Plancku u određenim kvantima i zatim se zrači u obliku elektromagnetskih talasa, koji imaju određenu talasnu dužinu, a koja se može meriti i izračunati. Pri tom atom prelazi iz jednog u drugo stacionirano stanje.

Princip uređaja njihovog eksperimenta je sledeći: Iz usijane katode K (sl. 33-1) izleću elektroni u prostor gde se nalazi razredena živa para (oko 1 mm Hg). Anoda A je pod odgovarajućim naponom, tako da se elektroni ubrzaju prema anodi. Ispred



Sl. 33-1

anode se nalazi rešetka R , koja je sa malom potencijalnom razlikom (neki deo volta) pozitivna u odnosu na anodu. Ta rešetka uzima na sebe one elektrone koji su izgubili skoro svu svoju energiju neelastičnim sudarima sa atomima na koje su naišli. Tako galvanometar iza anode meri, odnosno konstatuje samo one elektrone (struju) koji su naišli na anodu izvesnom brzinom, a to su elektroni koji se nisu sudarili neelastično.

Merenjem struje i raspodelu brzine elektrona moglo se sa sigurnošću konstatovati variranje struje u funkciji odgovarajućeg napona koji ubrzava elektrone.

Dijagram struje u funkciji od napona ima oblik kao na sl. 33-2. Po apscisnoj osi nanesen je napon u voltima, a po ordinatnoj osi struja koju pokazuje galvanometar.

Povećanjem napona od nule, struja se povećava kao i kod termoelektronskih uređaja. Oko 4,9 V struja naglo opada, pa se opet povećava do potencijala od 9,8 V, kada opet naglo opadne, pa se zatim opet povećava do sledećeg maksimuma pri 13,7 V, kada opet naglo opadne. Tako se za sudare elektrona sa atomima živine pare dobivaju maksimumi struje, sa naglim opadanjem posle svakih 4,9 volti.

Time se smatra dokazanim da elektroni predaju energiju u kvantima, i to svaki elektron energiju

$$E = 4,88 \text{ eV} = 4,9 \text{ eV}. \quad (33,1)$$

Kad je anodni napon manji od 4,9 V, elektron dobiva manju energiju od 4,9 eV i ne vrši predaju energije prilikom sudara. Tada se dešavaju elastični sudari koji nisu vezani sa gubitkom energije, pa elektroni imaju veću energiju i ne mogu biti „uhvaćeni“ rešetkom R, pošto je njen napon vrlo mali u odnosu na anodu.

Elektroni usled inercije prolete kroz rešetku i padaju na anodu prouzrokujući time struju koju pokazuje galvanometar. Povećanje ove struje sa rastućim naponom biva zbog toga što usled većeg polja sve veći broj elektrona dospeva do anode (videti termojonsku emisiju, II knjiga, § 56). Kada napon dostigne vrednost od 4,9 V, elektroni dobivaju dovoljnu energiju da je mogu predati prilikom sudara. Elektroni tada otpočinju neelastične sudare i izgube skoro svu energiju, te ih rešetka „hvata“, a time oni ne dolaze do anode i ne daju struju kroz galvanometar. Struja onda naglo opada. Pri daljem povećanju napona energija elektrona raste, tako da i pored gubitka energije pri jednom neelastičnom sudaru on ima dovoljnu brzinu da bi prošao kroz rešetku. Tada struja opet raste. Kad napon dostigne $2 \cdot 4,9 \text{ V}$, elektron je u stanju da ponovo izvrši neelastične sudare i da izgubi 2 kvanta energije. On opet ostaje sa neznatnom energijom i ne može da prođe kroz rešetku. Struja opet pada i proces se može dalje na sličan način ponavljati, što se demonstrira daljim maksimumima struje.

Ova energija od 4,9 eV za živu je karakteristična. Ona ne može primiti manju količinu energije. Ako je količina energije manja, onda su sudari elastični. Time se potvrđuje Bohrov postulat da atom ne može imati proizvoljne energije, nego samo određene. Ako se sa E_1 označi energija osnovnog stanja atoma žive, onda sledeća mogućna energija tog atoma može biti samo $E_1 + 4,9 \text{ eV}$.

Kad atom primi tu energiju od elektrona, on je posle izvesnog vremena emituje u obliku zračenja. Emitovanje nastaje pod raznim spoljašnjim uticajima.

Ako sa E_1 označimo prvobitnu energiju u normalnom stanju atoma žive, a sa E_2 energiju posle neelastičnog sudara sa elektronom, dobiće se

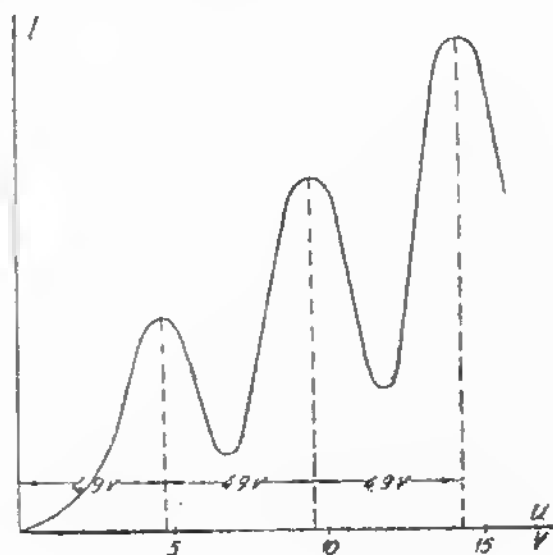
$$E_2 = E_1 + 4,9 \text{ eV}.$$

Prilikom emitovanja toga kvanta energije atom se vraća u prvobitno neeksitirano osnovno stanje. Zbog toga je prema Bohrovom postulatu (teoriji)

$$E_2 - E_1 = h\nu,$$

ili

$$h\nu = 4,9 \text{ eV}.$$



Sl. 33-2

Oдавде se može izračunati talasna dužina emitovane monohromatične svetlosti. Ako se rezultat poklopi sa eksperimentom, onda se ta teorija smatra dokazanom. Poznato je da je talasna dužina svetlosti koju pri takvom procesu emituje živina para $\lambda = 2\,537 \text{ \AA}$. To je poznata živina ultraljubičasta linija.

Izračunavanje prema Planckovoj i Bohrovoj teoriji daje

$$h\nu = h \frac{c}{\lambda} = 4,88 \text{ eV},$$

$$\lambda = \frac{hc}{4,88 \text{ eV}} = \frac{6,625 \cdot 10^{-27} \text{ erg} \cdot \text{s} \cdot 2,997 \cdot 10^{10} \text{ cm s}^{-1}}{4,88 \cdot 1,602 \cdot 10^{-12} \text{ erg}}$$

$$\approx 2\,500 \cdot 10^{-8} \text{ cm} = 2\,500 \text{ \AA}.$$

Za natrijum je odgovarajući kritični potencijal oko 2,1 V, a poznata linija njegovog spektra ima talasnu dužinu $\lambda = 5\,890 \text{ \AA}$. Primena Bohrove teorije do- vodi do istog rezultata u granicama dozvoljenih odstupanja i tačnosti merenja i odgovarajućih konstanti. Time je kvantna teorija doživela pravi trijumf.

Doduše, izgleda da niko ne postavlja pitanje kako se sakuplja onaj kvant energije, tj. kakav je proces koji je u intervalu između dva maksimuma. Kvantna teorija ne objašnjava taj proces, nego ga manje ili više zaobilazi ili prećutkuje. Ipak, ta činjenica se ne bi mogla lako zapostaviti, makar se time unela i izvesna popravka u shvatanje. Zbog toga se „potpuna” potvrda i potpun dokaz kvanta može svesti na shvatanje da je to bar manje-više dokazano, a ne sasvim i potpuno, kao što se obično tvrdi.

§ 34. Eliptičke orbite elektrona u atomu. Azimutni, radijalni i totalni (glavni) kvantni broj

Bohrova teorija ne tretira samo najprostiju pretpostavku da se elektron u vodonikovom atomu kreće po kružnoj orbiti, nego ulazi, analogno nebeskoj meha- nici, u tretiranje kretanja elektrona po elipsi u polju jezgra. To je analogija sa kre- tanjem planeta u gravitacionom polju Sunca.

Kako je rastojanje elektrona od jezgra promenljivo, podesno je uzeti polarni koordinatni sistem. U žiži se nalazi jezgro. Radijus-vektor (vektor položaja) računa se od jezgra do elektrona. Označimo azimut sa φ (azimutni ugao).

Poznato je da element orbite u polarnom sistemu iznosi

$$ds^2 = dr^2 + r^2 d\varphi^2. \quad (34,1)$$

Energija onda ima sledeći oblik

$$E = \frac{m}{2} \left(\frac{ds}{dt} \right)^2 - \frac{Ze^2}{r}, \quad (34,2)$$

gde je uzet elektrostatički CGS-sistem za potencijalnu energiju. Zamena daje

$$E = \frac{m}{2} \left(\dot{r}^2 + r^2 \dot{\varphi}^2 \right) - \frac{Ze^2}{r}. \quad (34,3)$$

Koordinate su r i φ . Odgovarajući impulsi su i dimenzionalno različiti. Naime, radijus-vektoru odgovara impuls kao količina kretanja. Možemo ga označiti sa p_r . Onda je

$$p_r = m\dot{r}. \quad (34,4)$$

Drugi „impuls” nije običan, nego obrtni impuls, ili moment količine kretanja. Ranije smo ga označavali sa L ili sa p_φ . Uobičajena je ova druga oznaka u ovakvom tretiranju. Onda je

$$p_\varphi = mr^2 \dot{\varphi}. \quad (34,5)$$

Treba dobro razlikovati p_φ i p_r jer su to sasvim različite fizičke veličine, iako se generalisano mogu nazivati impulsima. Ove dve veličine, p_r i p_φ , dobili smo prema njihovoj definiciji od ranije. Inače, one se mogu dobiti i neposrednim diferenciranjem kinetičke energije, i to za p_r po \dot{r} , a za p_φ po $\dot{\varphi}$, tj. po odgovarajućoj brzini. To se moglo videti i za impuls čestice koja se translatorno kreće, jer je

$$\frac{d}{dv} \left(\frac{mv^2}{2} \right) = mv.$$

Bohr i Sommerfeld su proširili i generalizovali kvantne uslove na sve vrste impulsa. Prema tom postupku, ovde se uzimaju dva kvantna uslova.

a) A z i m u t n i k v a n t n i u s l o v :

$$\int p_\varphi d\varphi = n_\varphi h, \quad (34,6)$$

b) R a d i j a l n i k v a n t n i u s l o v :

$$\int p_r dr = n_r h, \quad (34,7)$$

gde su n_φ i n_r odgovarajući kvantni brojevi. Jednačina (34,6) odmah postaje

$$p_\varphi = mr^2 \dot{\varphi} = n_\varphi \hbar. \quad (34,8)$$

p_r se može izračunati iz (34,3). Naime, energija se može napisati u obliku

$$\frac{1}{2m} \left(p_r^2 + \frac{p_\varphi^2}{r^2} \right) - \frac{Ze^2}{r} = E. \quad (34,9)$$

Odavde je

$$p_r^2 = 2mE + \frac{2Ze^2}{r} - \frac{p_\varphi^2}{r^2}, \quad (34,10)$$

pa radijalni kvantni uslov glasi

$$\int \sqrt{2mE + \frac{2Ze^2}{r} - \frac{p_\varphi^2}{r^2}} dr = n_r h \quad (34,11)$$

ili

$$\int \sqrt{2mE + \frac{2Ze^2}{r} - \frac{n_\varphi^2 \hbar^2}{r^2}} dr = n_r h. \quad (34,12)$$

Orbita elektrona je elipsa. Njena jednačina se može dobiti izračunavanjem ovog integrala. Ali i bez toga se mogu dobiti izrazi za te elipse. r_{\max} i r_{\min} dobi-

vaju se neposredno iz izraza $\dot{r} = 0$, odnosno $p_r = 0$. To znači da se iz (34,10) dobiva

$$2mE + \frac{2Ze^2}{r} - \frac{n_\varphi^2 \hbar^2}{r^2} = 0$$

ili

$$r^2 + \frac{Ze^2}{E} r - \frac{n_\varphi^2 \hbar^2}{2mE} = 0. \quad (34,13)$$

Rešenja ove jednačine su r_1 i r_2 odnosno r_{\max} i r_{\min} zbog $p_r = 0$. Prema ovoj kvantnoj jednačini dobiva se zbir i proizvod korenova

$$\left. \begin{aligned} r_{\max} + r_{\min} &= -\frac{Ze^2}{E} \\ r_{\max} \cdot r_{\min} &= -\frac{n_\varphi^2 \hbar^2}{2mE} \end{aligned} \right\} \quad (34,14)$$

Kod elipse je

$$\begin{aligned} r_{\max} + r_{\min} &= 2a, \\ r_{\max} &= a + c \text{ i } r_{\min} = a - c, \end{aligned}$$

gde je c linearna ekscentričnost, pa je

$$r_{\max} \cdot r_{\min} = (a + c)(a - c) = a^2 - c^2 = b^2.$$

Onda imamo

$$a = -\frac{Ze^2}{2E}, \quad (34,15)$$

$$b^2 = -\frac{n_\varphi^2 \hbar^2}{2mE}. \quad (34,16)$$

Izračunavanjem integrala (34,12) dobiva se izraz za energiju u obliku

$$E = -\frac{mZ^2e^4}{2\hbar^2} \cdot \frac{1}{(n_\varphi + n_r)^2}. \quad (34,17)$$

Ovaj izraz je sasvim isti kao onaj pri kretanju elektrona po kružnoj orbiti, s tom dopunom što se umesto tamošnjeg kvantnog broja n uzelo $n_\varphi + n_r$. Uostalom, uz tu konvenciju mogla se odmah napisati formula za energiju. Prema tome se i uzima da je

$$n_\varphi + n_r = n, \quad (34,18)$$

gde je n totalni kvantni broj, n_φ — azimutni kvantni broj, n_r — radijalni kvantni broj. Vidi se da energija ne zavisi od azimutnog kvantnog broja.

Iz izraza za poluose elipse i za energiju elektrona mogu se dobiti definitivni izrazi, i to:

za veliku poluosu

$$a = \frac{Ze^2}{mZ^2e^4} \cdot \hbar^2 (n_\varphi + n_r)^2 = \frac{\hbar^2}{me^2} \cdot \frac{n^2}{Z} = r_1 \frac{n^2}{Z}, \quad (34,19)$$

za malu poluosu

$$b^2 = \frac{n_{\varphi}^2 \hbar^2}{2m \cdot mZ^2 e^4} \cdot 2\hbar^2 (n_{\varphi} + n_r)^2,$$

odnosno

$$b = \frac{\hbar^2}{me^2} \cdot \frac{n_{\varphi} \cdot n}{Z} = r_1 \frac{n_{\varphi} n}{Z}, \quad (34,20)$$

gde je r_1 poluprečnik prve kružne orbite elektrona u atomu vodonika. Za vodonik je

$$a = r_1 \cdot n^2, \quad (34,21)$$

$$b = r_1 n : n_{\varphi}. \quad (34,22)$$

Sada ćemo se osvrnuti na kvantne brojeve. Posmatračemo ih u ma kojoj relaciji, recimo u ovoj poslednjoj. Velika poluosa elipse veća je od male poluose, ili u krajnjem slučaju jednaka, odnosno

$$a \geq b.$$

Onda je prema (34,21) i (34, 22)

$$n_r + n_{\varphi} \geq n_{\varphi}. \quad (34,23)$$

Odavde se dobivaju vrednosti za radijalni kvantni broj

$$n_r \geq 0 \quad (34,24)$$

ili

$$n_r = 0, 1, 2, 3 \dots \quad (34,25)$$

Dakle, radijalni kvantni broj je ceo pozitivan broj ili n u 1 a. Prema tome, radijalni kvantni broj može biti i jednak nuli. Kad je $n_r = 0$, biće $p_r = 0$, što znači $r = \text{const}$, tj. orbita je krug. Mala poluosa orbite mora biti veća od nule, jer kada bi bila jednaka nuli, onda bi elektron morao prolaziti kroz jezgro, što je fizički nemoguće. Onda je prema (34,22)

$$b > 0$$

ili

$$n_{\varphi} > 0. \quad (34,26)$$

Prema tome, azimutni kvantni broj je

$$n_{\varphi} = 1, 2, 3 \dots \quad (34,27)$$

U dobivenim formulama za energiju i za poluose elipse radijalni kvantni broj pojavljivao se u zbiru sa azimutnim kvantnim brojem.

Iako je $n = 1, 2, 3 \dots$, $n_{\varphi} = 1, 2, 3 \dots$, ipak je prema dobivenim relacijama

$$n_{\varphi} \leq n. \quad (34,28)$$

Bohr je predložio da se azimutni kvantni broj n_{φ} označava sa k , što je onda i usvojeno. Dakle

$$n_{\varphi} = k. \quad (34,29)$$

Iz (34, 21) i (34,22) izlazi da je odnos poluosa elipse

$$\frac{b}{a} = \frac{n_{\varphi}}{n} = \frac{k}{n} \quad (34,30)$$

Dakle, mala poluosa odnosi se prema velikoj poluosi orbite elektrona kao azimutni kvantni broj prema totalnom kvantnom broju. Zato je azimutni kvantni broj na neki način mera za ekscentričnost elipse, tj. i za malu poluosu.

Prema (34,28) izlazi i to da azimutni broj može imati sve vrednosti, počevši od totalnog kvantnog broja n , pa $n-1$, $n-2$, i sve do jedinice. Na primer za $n=4$ biće $k=4$ ili 3 ili 2 ili 1, za $n=2$ biće $k=2$ ili 1. Naravno, svakoj vrednosti k odgovara po jedna orbita. Kako je $n_{\varphi}=0$ fizički nemoguće, jer se elipsa pretvara u pravu, a elektron bi morao prolaziti kroz jezgro, to se obično u kvantnoj fizici za takvu vrednost kaže da je *n e d o p u š t e n a* ili *z a b r a n j e n a*.

U atomskoj fizici je usvojeno da se orbite ili slojevi, koji odgovaraju pojedinim vrednostima totalnog (glavnog) kvantnog broja, označavaju određenim slovima. Tako se sloj (orbita) koji odgovara najnižoj vrednosti $n=1$ naziva *K-sloj* ili *K-orbita*. Dakle, sloj koji je najbliži jezgru označava se velikim slovom *K*. Onda se uzima, po azbučnom redu, za $n=2$ sloj *L* itd.

Dakle:

vrednost kvantnog broja: $n=1$ | $n=2$ | $n=3$ | $n=4$ | $n=5$ | $n=6$ |
 naziv sloja (orbite): *K* | *L* | *M* | *N* | *O* | *P* |

Ove oznake potiču iz analize Röntgenovih zraka, koja potiče pre Bohrove teorije. One se i danas upotrebljavaju u istom obliku.

Sada ćemo navesti sve mogućnosti za glavne kvantne brojeve od jedan pa nadalje. Uvek je $k + n_r = n$.

$n=1$, sloj *K*; j e d n a m o g u ć n o s t :

azimutni broj, radijalni broj, velika poluosa, mala poluosa, ekscentričnost orbite

$k=1$ $n_r=0$ $a=r_1$ $b=a$ krug

$n=2$, sloj *L*; d v e m o g u ć n o s t i :

$k=2$ $n_r=0$ $a=2^2 \cdot r_1$ $b=a$ krug

$k=1$ $n_r=1$ $a=2^2 \cdot r_1$ $b=\frac{a}{2}$ elipsa sa ekscentričnošću

$$\frac{\sqrt{a^2 - b^2}}{a} = \frac{\sqrt{3}}{2}$$

$n=3$, sloj *M*; t r i m o g u ć n o s t i :

$k=3$ $n_r=0$ $a=3^2 \cdot r_1$ $b=a$ krug

$k=2$ $n_r=1$ $a=3^2 \cdot r_1$ $b=\frac{2}{3}a$ elipsa sa ekscentričnošću $\frac{\sqrt{5}}{3}$

$k=1$ $n_r=2$ $a=3^2 \cdot r_1$ $b=\frac{1}{3}a$ „ „ $\frac{\sqrt{8}}{3}$

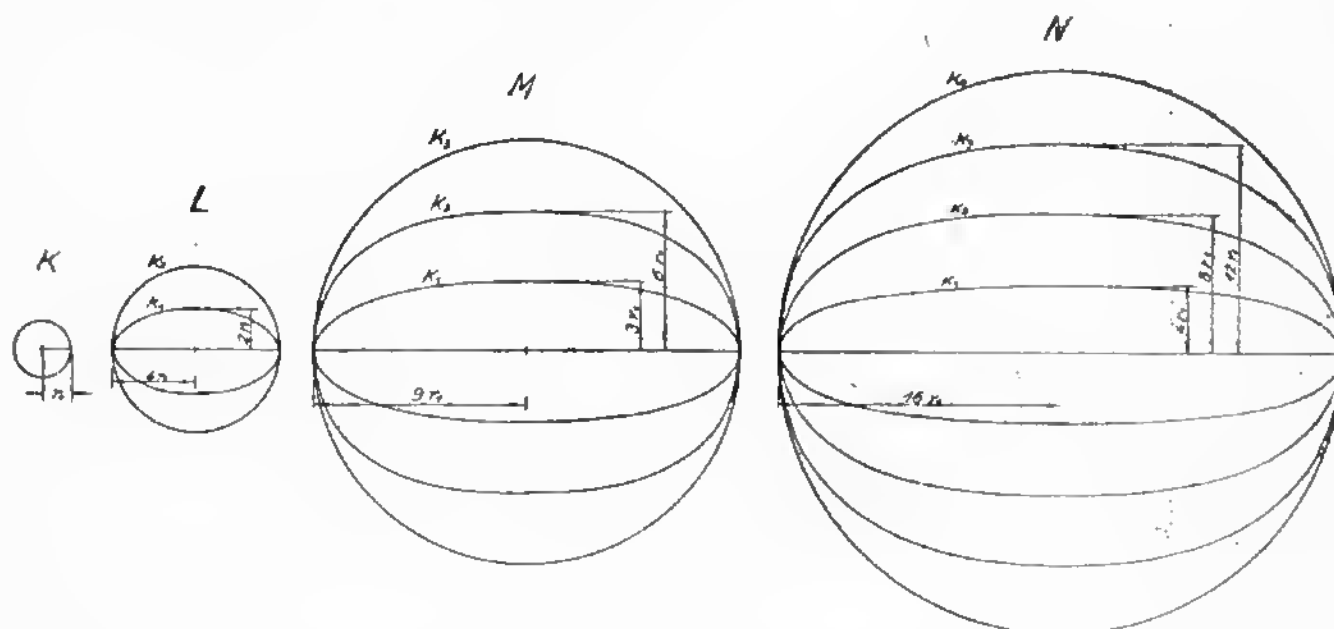
$n = 4$, sloj N ; četiri mogućnosti:

$k = 4$	$n_r = 0$	$a = 4^2 r_1$	$b = a$	krug
$k = 3$	$n_r = 1$	$a = 4^2 r_1$	$b = \frac{3}{4} a$	elipsa sa ekscentričnošću $\frac{\sqrt{7}}{3}$
$k = 2$	$n_r = 2$	$a = 4^2 r_1$	$b = \frac{2}{4} a$	" " $\frac{\sqrt{12}}{4}$
$k = 1$	$n_r = 3$	$a = 4^2 r_1$	$b = \frac{1}{4} a$	" " $\frac{\sqrt{15}}{4}$

Dobiveni odnosi se lako mogu uopštiti za ma koju vrednost broja n , ali to nije potrebno, jer je postupak jednostavan, pa je lakše računati za svaki slučaj pojedinačno. Lako je uočiti da za određeni broj n velika poluosa za sve mogućnosti ostaje ista, a mala poluosa ima vrednosti u odgovarajućim skokovima naniže, u zavisnosti od te vrednosti. Računato u funkciji od r_1 mala poluosa je manja redom za nr_1 itd. Na primer, za $n = 4$ ima se stalno $a = 16 r_1$, a za b se dobivaju sledeće četiri vrednosti: $16 r_1$ (krug), $16 r_1 - 4r_1 = 12r_1$, $12r_1 - 4r_1 = 8r_1$, $8r_1 - 4r_1 = 4r_1$.

U atomskoj fizici usvojene su i oznake za stanja koja odgovaraju određenim vrednostima azimutnog broja k . Kao slova za oznake tih stanja uzeta su početna slova engleskih reči, koja se odnose na odgovarajuće spektralne linije i serije koje se proučavaju u spektroskopiji. One izgledaju ovako:

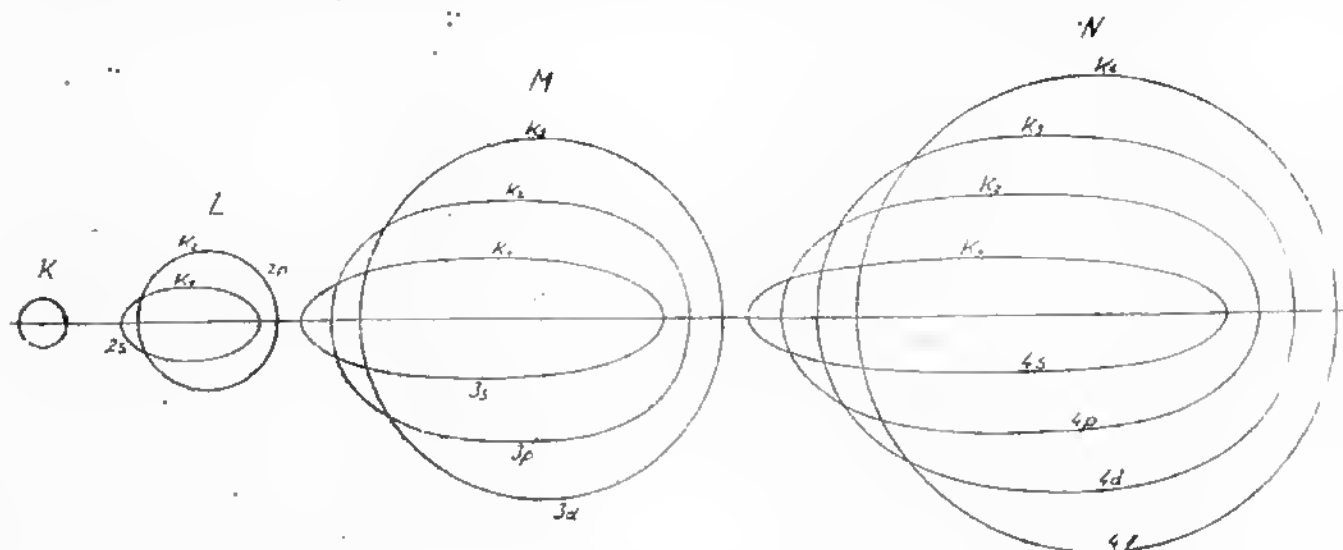
- $k = 1$ stanje s (sharp = oštra serija),
- $k = 2$ stanje p (principal = glavna),
- $k = 3$ stanje d (diffuse = difuzna),
- $k = 4$ stanje f (fundamental = osnovna),
- $k = 5$ stanje g , a dalje po abecedi.



Sl. 34-1

Tako se neko stanje može okarakterisati brojevima n i k . Ali, kao što smo naveli, usvojeno je da se n prikazuje brojem, a vrednost k odgovarajućim slojem. Na primer, stanje za $n = 1$, $k = 1$ označiće se kao $1s$ -stanje, stanje za $n = 3$, $k = 2$ kao $3p$ -stanje itd.

Kako energija zavisi samo od totalnog kvantnog broja, izlazi prema ovom tretiranju da i kad se elektron kreće po elipsama, postoji isti broj energetskih nivoa kao i prema tretiranju da se elektron kreće po kružnim orbitama. To ostaje isto,



Sl. 34-2

iako je povećan broj mogućnosti kretanja. Otuda izlazi da i emisijski spektar atoma ostaje isti kao i u slučaju onog prostijeg tretiranja.

	$K=1$ s	$K=2$ p	$K=3$ d	$K=4$ f
$n=4$				
$n=3$	4s	3p	3d	4f
$n=2$	2s	2p	3d	
$n=1$	1s			

Sl. 34-3

Orbite za navedena stanja pri navedenim vrednostima kvantnih brojeva prikazane su na slici 34-1.

Ovde su orbite prikazane koncentrično da se vide njihove međusobne razmere. Ako se nacrtaju konfokalno, one će imati oblik kao na slici 34-2. Te orbite, odnosno stanja mogu se prikazati i prema energetskim nivoima, kao na slici 34-3.

Ovakva nezavisnost energije od pojedinog kvantnog broja, kao što je u ovom tretiranju azimutni kvantni broj, dovodi do toga da jedna ista energija odgovara različitim vrednostima toga broja. To znači da obrnuto jednoj vrednosti energije odgovara više mogućnosti kretanja. Onda se kaže da postoji *d e g e n e r a c i j a*, odnosno da postoje degenerisana stanja.

Ako jednoj vrednosti energije odgovaraju dve vrednosti kvantnog broja k , kaže se da je stanje dvostruko degenerisano, odnosno da postoji dvostruka degeneracija. Za slučaj tri vrednosti k kaže se da postoji trostruka degeneracija itd. Jednokvantni nivo nije degenerisan i onda se kaže da nema degeneracije. Za dvokvantni energetski nivo kaže se da je dvostruko degenerisan itd.

§ 35. Sommerfeldova relativistička popravka. Fina struktura atoma

Bohrovu teoriju sa eliptičkom putanjom atoma usvojio je Sommerfeld (1916. god.) uzimajući u obzir zavisnost masa elektrona od brzine. Već smo izračunali da je brzina elektrona preko stotinu puta manja od brzine svetlosti, ali su ipak relativistički efekti takvi da menjaju rezultate.

Pošao je od relativnog izraza za kinetičku energiju:

$$E_k = m_0 c^2 \left(\frac{1}{\sqrt{1-\beta^2}} - 1 \right), \quad (35,1)$$

gde je $\beta = \frac{v}{c}$ odnos brzine elektrona i brzine svetlosti, a m_0 masa elektrona u miru. Kao i u ranijem tretiranju, uzeo je $p_r = m\dot{r}$ i $p_\varphi = m r^2 \dot{\varphi}$ kao odgovarajuće impulse. Umesto, kao ranije, da pođe od diferencijalne jednačine kretanja, on je kao osnov uzeo zakon održanja momenta količine kretanja i energije.

Iz jednačine za energiju

$$m_0 c^2 \left(\frac{1}{\sqrt{1-\beta^2}} - 1 \right) - \frac{Z e^2}{r} = E \quad (35,2)$$

Sommerfeld je izračunao

$$\frac{1}{\sqrt{1-\beta^2}} = 1 + \frac{E + \frac{Z e^2}{r}}{m_0 c^2} \quad (35,3)$$

Imajući u vidu vrednosti p_r i p_φ dobio je

$$\beta^2 = \frac{v^2}{c^2} = \frac{\dot{r}^2 + r^2 \dot{\varphi}^2}{c^2} = \frac{1}{c^2 m^2} \left(p_r^2 + \frac{1}{r^2} p_\varphi^2 \right).$$

Daljom zamenom u (35, 3) i dizanjem na kvadrat dobio je

$$1 + \frac{1}{c^2 m_0^2} \left(p_r^2 + \frac{1}{r^2} p_\varphi^2 \right) = \left(1 + \frac{E + \frac{Z e^2}{r}}{m_0 c^2} \right)^2 \quad (35,4)$$

Uzimajući odnos $\frac{p_r}{p_\varphi}$ u obliku

$$\frac{p_r}{p_\varphi} = \frac{m \dot{r}}{m r^2 \dot{\varphi}} = \frac{1}{r^2} \frac{dr}{d\varphi}, \quad (35,5)$$

i posle zamene

$$\frac{1}{r^2} = \rho, \quad (35,6)$$

tj. $dr = -\frac{d\rho}{\rho^2}$, dobio je sledeću diferencijalnu jednačinu

$$1 + \frac{p_\varphi^2}{m_0^2 c^2} \left[\left(\frac{d\rho}{d\varphi} \right)^2 + \rho^2 \right] = \left(1 + \frac{E + Z e^2 \rho}{m_0 c^2} \right)^2 \quad (35,7)$$

Diferenciranjem po φ i skraćivanjem sa $\frac{d\rho}{d\varphi}$ dobio je

$$\frac{d^2 \rho}{d\varphi^2} + \left(1 - \frac{Z^2 e^4}{p_\varphi^2 c^2} \right) \left[\rho - \frac{m_0 Z e^2}{p_\varphi^2 \left(1 - \frac{Z^2 e^4}{p_\varphi^2 c^2} \right)} \left(1 + \frac{E}{m_0 c^2} \right) \right] = 0. \quad (35,8)$$

Ovo je linearna diferencijalna jednačina u odnosu na ρ , koja se može rešiti prema poznatim pravilima. On je, naime, dobio kao opšti integral

$$\rho = A \cos \gamma\varphi + B \sin \gamma\varphi + C, \quad (35,9)$$

gde su A i B konstante, a zatim

$$\gamma^2 = 1 - \frac{Z^2 e^4}{f \varphi^2 c^2}, \quad (35,10)$$

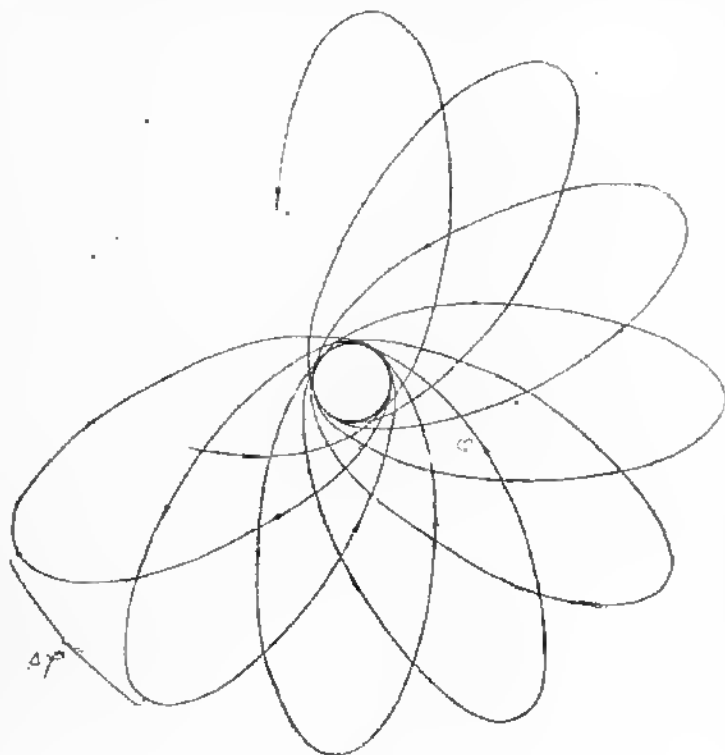
$$C = \frac{m_0 Z e^2}{f \varphi^2 \gamma^3} \left(1 + \frac{E}{m_0 c^2} \right). \quad (35,11)$$

Kao početak računanja ugla φ uzeo je perihelijum orbite, a to znači da je uzeo $\varphi = 0$ pri $r = r_{\min}$,

$\rho = \rho_{\max}$. Toj vrednosti $\varphi = 0$ odgovara $\frac{ds}{d\varphi} = 0$, tj. $B = 0$. Tako je kao rezultat dobio

$$\rho = \frac{1}{r} C + A \cos \gamma\varphi. \quad (35,12)$$

Ovaj relativistički rezultat razlikuje se od nerelativističkog po tome što je u nerelativističkoj jednačini orbite kao argument pod kosinusom samo ugao φ , a ovde ugao $\gamma\varphi$. Imajući u vidu čemu je γ jednako, vidi se za $c = \infty$ da je $\gamma = 1$, pa se relativistička jednačina orbite svodi na nerelativističku, tj. na jednačinu obične elipse.



Sl. 35-1

Sommerfeld je, prema tome, pomoću relativističke teorije dobio jednu specijalnu orbitu koja postaje obrtanjem elipse oko žiže u svojoj ravni. Ona liči na ružu i spada u familiju rozeta, pa se i zove *rozeta*, a prikazana je na slici 35-1. Tačka C je žiža (fokus) u kojem se nalazi jezgro, a tačka P početni položaj perihelijuma elektrona. Ako je baš taj horizontalni položaj CP uzet kao početni položaj za merenje ugla φ , onda sledeći perihelijum orbite neće biti posle ugla $\varphi = 2\pi$, nego posle ugla koji se dobiva prema relaciji

$$\gamma\varphi = 2\pi, \quad (35,13)$$

a to znači posle ugla

$$\varphi = \frac{2\pi}{\gamma} = \frac{2\pi}{\sqrt{1 - \frac{Z^2 e^4}{f \varphi^2 c^2}}} > 2\pi. \quad (35,14)$$

Prema tome, perihelijum orbite vrši kružno kretanje oko fokusa C , i to za određenu veličinu koja odgovara ugaonom pomeraju

$$\Delta\varphi = \frac{2\pi}{\gamma} - 2\pi. \quad (35,15)$$

Tako se perihelijum i afelijum kreću po dvema kružnim linijama, koje su koncentrične, a centar im je u jezgru atoma. Te dve kružnice su anvelope orbite elektrona. Ovaj ugaoni pomeraj orbite je vrlo mali.

Kad je dobio takvu orbitu, Sommerfeld je prešao na uslove kvantovanja momenta količine kretanja i količine kretanja elektrona. Kao rezultat izračunavanja

dobio je takve oblike koje je prikazao pomoću sledećih aproksimacija (navodimo ih gotove, jer je izvođenje dosta zametno):

$$N = RZ^2 \left[\frac{1}{n^2} + \frac{\alpha^2}{n^4} Z^2 \left(\frac{n}{n_{\varphi}} - \frac{3}{4} \right) + \dots \right], \quad (35,16)$$

gde je N talasni broj. Emitovanju odgovara, prema tome, relacija $N = N_1 - N_2$. Ovo je izraz za spektralni term (§ 11). Vidi se da prvi član na desnoj strani predstavlja term linija za atom sličan atomu vodonika.

Relacija pokazuje da taj term zavisi samo od kvantnog broja n . Drugi član dobivene relativističke formule zavisi i od broja n_{φ} . On već jasno pokazuje relativističke efekte. Čak i u slučaju kružne orbite za $n = n_{\varphi}$ taj član postoji i naziva se *relativistička popravka*. Za taj slučaj će imati vrednost

$$-\frac{1}{4} \frac{\alpha^2 R}{n^4} Z^4.$$

Ovde je, kao što je i ranije navedeno, α odnos brzine elektrona i brzine svetlosti, koji se prema ovoj Sommerfeldovoj teoriji naziva *konstanta fine strukture*. Ova oznaka α je uobičajena u tretiranju fine strukture. Inače je $\alpha = \beta$ za brzinu elektrona na prvoj orbiti vodonikovog atoma.

Tako se uzimanjem relativističkih efekata term povišava. Smanjenjem broja n_{φ} ta popravka se povećava.

Za preciznije prikazivanje zavisnosti talasnog broja od azimutnog broja Sommerfeld je uzeo i sledeće članove aproksimacije. Time je dobio *cep* a n j e t e r m o v a. Shodno tome, ovi rezultati pokazuju da svakoj vrednosti n_{φ} odgovara različita energija, pa su stanja koja su prema nerelativističkom tretiranju smatrana da su sa degeneracijom u stvari bez degeneracije. Odgovarajuće spektralne linije, koje su izgledale jednostruke i proste, u stvari su skup dveju ili više spektralnih linija. Otuda i naziv *fina struktura*. Prema toj teoriji se lako može izračunati povišenje terma ili razlika talasnih brojeva za slučaj $n_{\varphi} < n$ i $n_{\varphi} = n \left(\frac{n}{n_{\varphi}} = 1 \right)$.

Iz (35,16) izlazi

$$\Delta N = \frac{RZ^4 \beta^2}{n^4} \left(\frac{n}{n_{\varphi}} - 1 \right). \quad (35,17)$$

Za termove serije Sommerfeld je prema svojoj formuli dobio sledeća rastojanja među linijama:

a) $n = 1, n_{\varphi} = 1$. Rastojanje $\Delta N = 0$, što pokazuje da je term serije *prost*.

b) $n = 2, n_{\varphi} = 2$ ili 1

$$\Delta N = N_{\varphi=2} - N_{\varphi=1} = \frac{RZ^4 \alpha^2}{2^4} \left(\frac{2}{1} - 1 \right) = \frac{RZ^4 \alpha^2}{2^4}. \quad (35,18)$$

Term serije je *dvostruk*. Dobiva se dublet.

c) $n = 3, n_{\varphi} = 3$ ili 2 ili 1. Dobiva se *triplet*.

Razlika između terma sa $n = 3$ ili $n_{\varphi} = 2$ iznosi

$$\Delta N_1 = \frac{RZ^4 \alpha^2}{3^4} \left(\frac{3}{2} - \frac{3}{3} \right) = \frac{RZ^4 \alpha^2}{2 \cdot 3^4}.$$

Razlika između terma sa $n_{\varphi} = 2$ i $n_{\varphi} = 1$ iznosi

$$\Delta N_2 = \frac{RZ^4 \alpha^2}{3^4} \left(\frac{3}{1} - \frac{3}{2} \right) = \frac{3 RZ^4 \alpha^2}{2 \cdot 3^4}.$$

Odmah se može izračunati relativno rastojanje među linijama

$$\Delta N_1 : \Delta N_2 = 1 : 3.$$

d) $n = 4$, $n_{\varphi} = 4$ ili 3 ili 2 ili 1. Term serije je kvartet (kvadriplet).

Onda razlika između terma sa $n_{\varphi} = 4$ i $n_{\varphi} = 3$ iznosi

$$\Delta N_1 = \frac{RZ^4 \alpha^2}{4^4} \left(\frac{4}{3} - \frac{4}{4} \right) = \frac{1}{3} \cdot \frac{RZ^4 \alpha^2}{4^4}.$$

Razlika između terma sa $n_{\varphi} = 3$ i $n_{\varphi} = 2$ biće

$$\Delta N_2 = \frac{RZ^4 \alpha^2}{4^4} \left(\frac{4}{2} - \frac{4}{3} \right) = \frac{2}{3} \cdot \frac{RZ^4 \alpha^2}{4^4}.$$

Razlika između terma sa $n_{\varphi} = 2$ i $n_{\varphi} = 1$

$$\Delta N_3 = \frac{RZ^4 \alpha^2}{4^4} \left(\frac{4}{1} - \frac{4}{2} \right) = 2 \cdot \frac{RZ^4 \alpha^2}{4^4} = \frac{6}{3} \cdot \frac{RZ^4 \alpha^2}{4^4}.$$

Prema tome, odnos tih rastojanja (razlika) između susjednih linija iznosi

$$\Delta N_1 : \Delta N_2 : \Delta N_3 = 1 : 2 : 6.$$

e) $n = 5$, $n_{\varphi} = 5, 4, 3, 2, 1$. Term serije je kvintet.

$$\Delta N_1 = \frac{RZ^4 \alpha^2}{5^4} \left(\frac{5}{4} - \frac{5}{5} \right) = \frac{1}{4} \cdot \frac{RZ^4 \alpha^2}{5^4},$$

$$\Delta N_2 = \frac{RZ^4 \alpha^2}{5^4} \left(\frac{5}{3} - \frac{5}{4} \right) = \frac{5}{12} \cdot \frac{RZ^4 \alpha^2}{5^4},$$

$$\Delta N_3 = \frac{RZ^4 \alpha^2}{5^4} \left(\frac{5}{2} - \frac{5}{3} \right) = \frac{5}{6} \cdot \frac{RZ^4 \alpha^2}{5^4},$$

$$\Delta N_4 = \frac{RZ^4 \alpha^2}{5^4} \left(\frac{5}{1} - \frac{5}{2} \right) = \frac{5}{2} \cdot \frac{RZ^4 \alpha^2}{5^4}.$$

Ove razlike stoje u sledećem odnosu:

$$\Delta N_1 : \Delta N_2 : \Delta N_3 : \Delta N_4 = \frac{1}{4} : \frac{5}{12} : \frac{5}{6} : \frac{5}{2}$$

ili

$$\Delta N_1 : \Delta N_2 : \Delta N_3 : \Delta N_4 = 3 : 5 : 10 : 30.$$

U ovakvim odnosima su sastavne linije rastavljene međusobno, pa se pomoću toga ovi rezultati mogu i uporediti sa teorijom.

Ovo relativističko tretiranje primenjeno je i na slučaj kada se uzima u obzir kretanje jezgra, čime su dobiveni još precizniji rezultati.

Tako je uračunavanje promene mase elektrona sa brzinom donelo osetno poboljšanje u proučavanju strukture atomskih spektara. To je omogućilo proučavanje fine strukture atoma, a prvenstveno atoma vodonika. Spektri atoma težih elemenata znatno su komplikovaniji za preciznije proučavanje.

§ 36. Prostorno kvantovanje

Kada se pomoću Bohrove teorije proučavalo kretanje elektrona po kružnim ili eliptičkim orbitama, nije se vodilo računa kako su te putanje rasporedene u prostoru. Jednostavno se proučavalo kao da su sve orbite u jednoj ravni. U stvarnosti to je prilična simplifikacija, ali ona ipak dovodi do efikasnih rezultata.

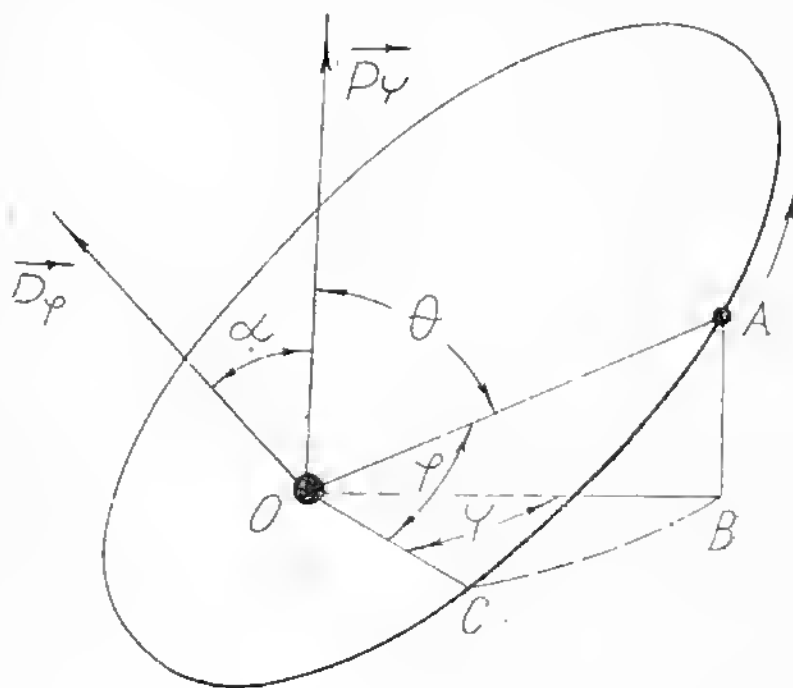
Bohrova kvantna teorija, koju su dalje razvili Sommerfeld i ostali fizičari, u kvantovanju ide dalje. Ona ne dozvoljava ni to da elipsa ili krug kao orbita elektrona u atomu zauzima proizvoljan položaj. I u te položaje je uvedeno kvantovanje, koje se naziva *prostorno kvantovanje*. Tada je broj položaja orbite u prostoru određen odgovarajućim kvantnim brojevima, a prema tome je diskretan, prekidan. I takvo shvatanje je neobično, kada prema njemu orbita ne može zauzeti ma koji položaj u prostoru.

Pošto je određen i ograničen broj položaja orbite u prostoru, dolazi se i do obaveznog kvantovanja odgovarajućih momenata količine kretanja elektrona, kao i njihovih komponentata, odnosno projekcija. Vektori momenata količine kretanja, kao što je poznato, normalni su na ravni orbite, pa se i pomoću njih može prikazivati to prostorno kvantovanje.

Tako se prema kvantnoj teoriji narušava kontinualnost čak i položaja orbite u prostoru, a kamoli običnih fizičkih veličina. Da bi se prostorno kvantovanje prikazalo što preglednije, podesno je uzeti neki pravac u odnosu na koji će se određivati položaj orbite elektrona. Obično se kao takav pravac uzima polarna osa u sfernom sistemu, koja se uglavnom erta vertikalno kao z -osa u Dekartovom sistemu. To je istovremeno i osa duž koje je orijentisano spoljašnje polje koje deluje na atom. Dobro je proučen uticaj magnet-skog polja i odmaćena je njegova orijentacija duž te ose, odnosno ta osa duž polja. Dakle, ta polarna osa je istovremeno i osa magnet-skog polja, odnosno kao neka vrsta „magnetske” ose.

Uzmimo da je pol u jezgru atoma (tačka O , sl. 36-1). Neka je položaj orbite elektrona proizvoljan pod određenim uglovima, a elektron u tački A . Pol je prema tome u žiži orbite. Mogla se uzeti i kružna orbita, ali to je nešto specijalniji slučaj.

Ravan orbite seče horizontalnu ravan O po duži OC , koja se naziva čvorna linija. Projekcija duži OA na horizontalnoj ravni je $r_1 = OB$. Za koordinate tačke A podesno je za naše tretiranje uzeti kao prvu vektor položaja $\vec{r} = \vec{OA}$ (radijus-vektor), kao drugu — ugao između vertikalne ose („magnetske”) i potega r i kao treću — ugao ψ između čvorne linije OC i projekcije vektora položaja (po-



Sl. 36-1

tega) na horizontalnoj ravni, tj. $\psi = \angle COB$. Kao drugi ugao u sfernom koordinatnom sistemu može se uzeti i neki drugi, a to ništa ne menja u principu. Označimo sa φ ugao između čvorne linije i radius-vektora, tj. $\varphi = \angle COA$. Dakle, ugao ψ je u horizontalnoj ravni, a ugao φ u ravni orbite elektrona. Neka je ravan orbite elektrona nagnuta prema horizontalnoj ravni pod uglom α . To je istovremeno ugao između normale na ravni orbite i vertikalne ose („magnetske”), koja je istovremeno normalna na ravni OCB , tj. na horizontalnoj ravni. Odgovarajući momenti količine kretanja \mathbf{p}_φ i \mathbf{p}_ψ orijentisani su po tim normalama, i to u smeru naznačenom na slici, ako je smer kretanja elektrona kao na slici (desni sistem Maxwellovog svrdla). Odgovarajuće ugaone brzine su

$$\omega_\varphi = \frac{d\varphi}{dt} = \dot{\varphi}, \quad \omega_\psi = \frac{d\psi}{dt} = \dot{\psi}$$

Moment količine kretanja p_φ može se smatrati i totalnim momentom količine kretanja, a p_ψ — momentom količine kretanja koji odgovara horizontalnoj ravni, na koju je projektovana orbita. Zbog toga je veličina p_ψ projekcija veličina p_φ na magnetskoj osi, odnosno

$$p_\psi = p_\varphi \cdot \cos \alpha. \quad (36,1)$$

Prema Bohr-Sommerfeldovim kvantnim uslovima ima se

$$p_\varphi = n_\varphi \hbar \quad (36,2)$$

$$\int p_r dr = n_r h \quad (36,3)$$

$$\int p_\theta d\theta = n_\theta h \quad (36,4)$$

$$\int p_\psi d\psi = n_\psi h \quad (36,5)$$

n_φ je azimutni kvantni broj, n_ψ — „magnetski” ili ekvatorski, a n_θ — „širinski” kvantni broj, jer θ određuje širinu na kojoj se nalazi tačka A .

Prikazujući položaj elektrona A u ravni orbite pomoću koordinata r i φ , a zatim u prostoru pomoću r , θ i ψ , dobiće se sledeća relacija za zbir količine kretanja i momenta količine kretanja

$$\int p_r dr + \int p_\varphi d\varphi = \int p_r dr + \int p_\theta d\theta + \int p_\psi d\psi. \quad (36,6)$$

Odavde je

$$\int p_\varphi d\varphi = \int p_\theta d\theta + \int p_\psi d\psi \quad (36,7)$$

ili posle zamene

$$n_\varphi = n_\theta + n_\psi. \quad (36,8)$$

Prema tome, azimutni kvantni broj jednak je zbiru „magnetskog” kvantnog broja i „širinskog” kvantnog broja.

Za određeni položaj orbite u prostoru konstantni su i p_φ i p_ψ , što se vidi i iz (36, 1). Zbog toga se može kvantovati i p_ψ na isti način kao i p_φ , uz određeni kvantni broj, odnosno

$$p_\psi = n_\psi \hbar. \quad (36,9)$$

Upoređenjem (36, 9) i (36, 1) dobiće se veza među azimutnim i magnetskim kvantnim brojem u obliku

$$n_{\psi} = n_{\varphi} \cos \alpha. \quad (36,10)$$

Dobio se vrlo važan rezultat, koji uglu α nalaže uslove kvantovanja. Znači da to ne može biti svaki, odnosno proizvoljni ugao, nego ugao koji je tačno određen tim kvantnim brojevima. Za određene vrednosti tih kvantnih brojeva postojaće tačan odgovarajući broj određenih vrednosti. Odavde je, naime:

$$\cos \alpha = \frac{n_{\psi}}{n_{\varphi}} = \frac{n_{\psi}}{n_{\psi} + n_{\theta}}. \quad (36,11)$$

Kako je

$$-1 \leq \cos \alpha \leq +1,$$

biće

$$-1 \leq \frac{n_{\psi}}{n_{\varphi}} \leq 1$$

ili

$$-n_{\varphi} \leq n_{\psi} \leq n_{\varphi}. \quad (36,12)$$

Od ranije je poznato da azimutni kvantni broj može imati vrednosti 1, 2, 3, ... Dakle, magnetski kvantni broj n_{ψ} mora biti u granicama između $-n_{\varphi}$ i $+n_{\varphi}$. Pošto je to takode ceo broj, odatle jasno izlazi da magnetski broj može imati više vrednosti nego azimutni kvantni broj, tj. sve njegove pozitivne vrednosti, zatim isto toliko odgovarajućih negativnih vrednosti i najzad nulu između jednih i drugih vrednosti. Dakle

$$n_{\varphi} = 0, \pm 1, \pm 2, \pm 3, \dots \pm n_{\varphi}. \quad (36,13)$$

Već smo naveli da se azimutni kvantni broj označava i sa k . Osim toga, magnetski kvantni broj se označava obično sa m (treba ga razlikovati od mase m). Onda je

$$m = 0, \pm 1, \pm 2, \pm 3, \dots \pm k. \quad (36,14)$$

Azimutni kvantni broj ima više oznaka, među kojima je i j , pa dobiveni uslov ima i ovakav oblik:

$$m = 0, \pm 1, \pm 2, \pm 3, \dots \pm j. \quad (36,15)$$

Ovaj azimutni kvantni broj j služi i kao mera za totalni moment količine kretanja. Naziva se i u n u t r a š n j i k v a n t n i b r o j. Taj moment količine kretanja orijentiše se tako da se dobiju navedene kvantovane vrednosti orijentacije u prostoru.

Broj vrednosti magnetskog kvantnog broja prema tim relacijama iznosi $2k + 1$, odnosno $2j + 1$. Sa ovim oznakama jednačina (36, 11), prema kojoj se izračunava ugao orijentacije momenta količine kretanja u prostoru, ima oblik

$$\cos \alpha = \frac{m}{j}. \quad (36,16)$$

Prostorno kvantovanje momenta količine kretanja, a to znači i samih orbita elektrona u prostoru, zavisi, dakle, od vrednosti kvantnog broja $k = j$. Uzmimo redom prve vrednosti za k .

a) $k = 1$. Onda je $m = +1, 0, -1$. Odatle se dobivaju tri vrednosti ugla α :

$$\cos \alpha_1 = 1, \quad \alpha_1 = 0,$$

$$\cos \alpha_2 = 0, \quad \alpha_2 = \frac{\pi}{2},$$

$$\cos \alpha_3 = 0, \quad \alpha_3 = \pi.$$

Nacrtajmo krug (sl. 36-2) i na njemu dobivene orijentacije. Tako se za $k = 1$ dobiju tri orijentacije: paralelna sa poljem, antiparalelna polju i normalna na polje.

b) $k = 2$. Onda je $n = 2, 1, 0, -1, -2$.

$$\cos \alpha_1 = \frac{2}{2}, \quad \alpha_1 = 0,$$

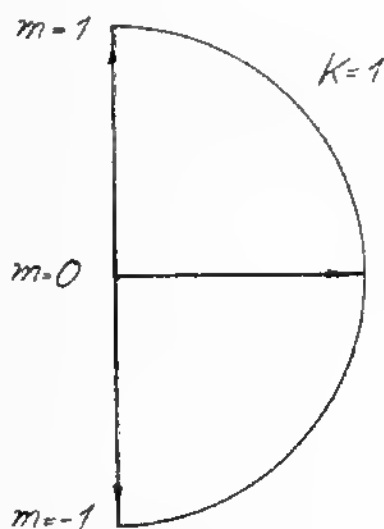
$$\cos \alpha_2 = \frac{1}{2}, \quad \alpha_2 = 60^\circ,$$

$$\cos \alpha_3 = 0, \quad \alpha_3 = 90^\circ,$$

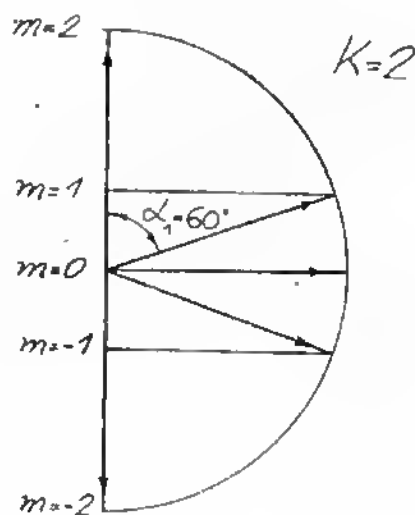
$$\cos \alpha_4 = -\frac{1}{2}, \quad \alpha_4 = 120^\circ,$$

$$\cos \alpha_5 = -1, \quad \alpha_5 = 180^\circ.$$

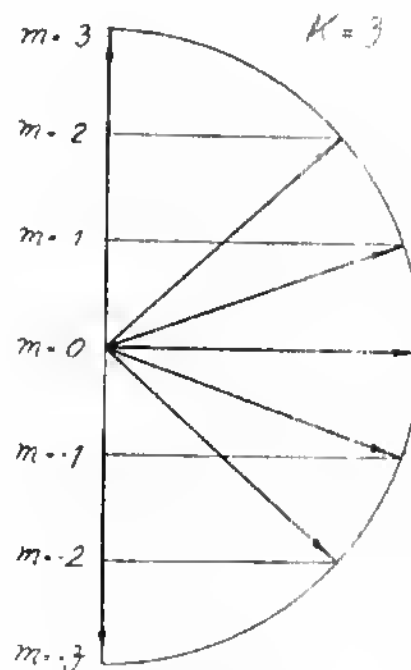
Orijentacije su prikazane na sl. 36-3. Ukupan broj je 5.



Sl. 36-2



Sl. 36-3



Sl. 36-4

c) $k = 3$. Onda je $n = 3, 2, 1, 0, -1, -2, -3$.

$$\cos \alpha_1 = 1, \quad \cos \alpha_4 = 0,$$

$$\cos \alpha_2 = \frac{2}{3}, \quad \cos \alpha_5 = -\frac{1}{3},$$

$$\cos \alpha_3 = \frac{1}{3}, \quad \cos \alpha_6 = -\frac{2}{3},$$

$$\cos \alpha_7 = -1.$$

Odgovarajućih sedam orijentacija naznačeno je na sl. 36-4. Iz ovih slika se vidi da poluprečnik treba podeliti na onoliko delova koliko iznosi azimutni kvantni broj, pa iz deonih tačaka povući horizontale. Njihovi preseki sa lukom daju vrhove odgovarajućih orijentacija, jer se kosinusi uglova odmah dobiju prema takvoj podeli. To pokazuje da su dozvoljeni, odnosno prema kvantnoj teoriji mogući pravci momenata količine kretanja takvi da su njihove projekcije na vertikalnoj magnetskoj osi celi multipli od \hbar . Ostali neki eventualni interpolacioni pravci nisu dozvoljeni prema kvantnoj teoriji.

U kvantnoj teoriji postoje i takvi momenti količine kretanja koji iznose ceo broj polovina elementarnog dejstva \hbar . Ali razlika između veličina projekcija momenta kretanja na magnetskoj osi iznosi ceo broj elementarnog kvanta dejstva \hbar .

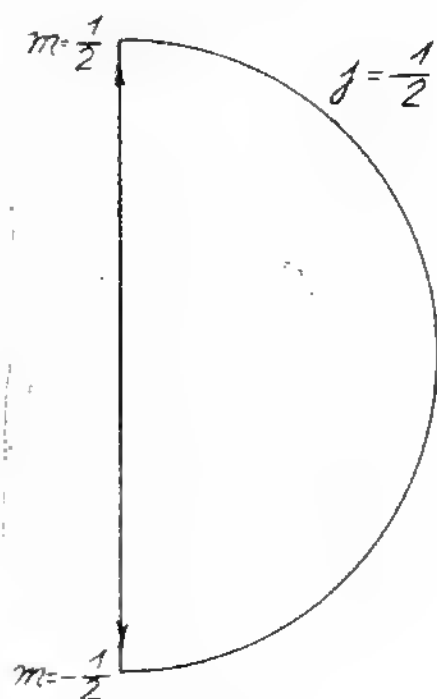
Tako, ako je prva vrednost za $j = \frac{1}{2}$, onda je druga vrednost $\frac{3}{2}$, treća $\frac{5}{2}$ itd.

To je pravilo kvantovanja te fizičke veličine.

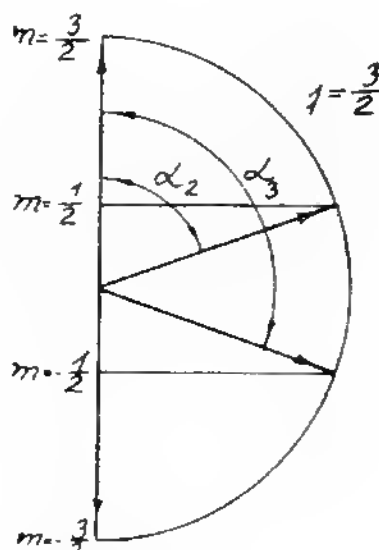
I za te slučajeve uzećemo redom vrednosti za j .

a) $j = \frac{1}{2}$. Onda je $m = +\frac{1}{2}, -\frac{1}{2}$.

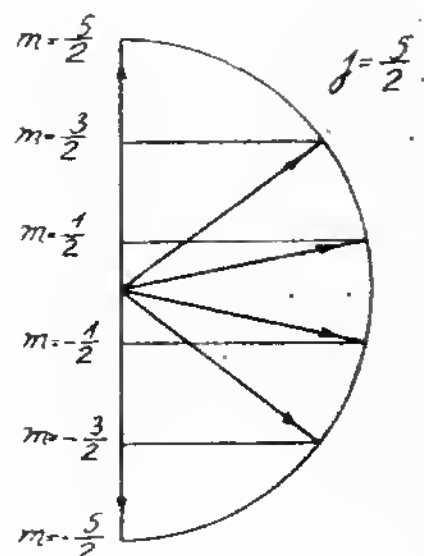
$$\cos \alpha_1 = 1, \quad \cos \alpha_2 = -1.$$



Sl. 36-5



Sl. 36-6



Sl. 36-7

Dakle, dozvoljena su samo dva položaja: $\alpha_1 = 0$, $\alpha_2 = 180^\circ$, tj. položaj paralelan sa poljem i antiparalelan (sl. 36-5).

b) $j = \frac{3}{2}$. Onda je $m = +\frac{3}{2}, +\frac{1}{2}, -\frac{1}{2}, -\frac{3}{2}$.

$$\cos \alpha_1 = 1, \quad \cos \alpha_3 = -\frac{1}{3},$$

$$\cos \alpha_2 = \frac{1}{3}, \quad \cos \alpha_4 = -1.$$

Da bi se ovi uglovi prikazali, treba uzeti trećinu poluprečnika, počevši od centra, i sa njenog kraja povući horizontalu do preseka sa kružnim lukom. Ta presečena

traka je vrh vektora koji odgovara uglu α_2 (sl. 36-6). Ovde su dozvoljena četir položaja: paralelan, antiparalelan sa poljima, a nisu pod uglovima $\arccos \frac{1}{3}$.

$$c) j = \frac{5}{2}. \text{ Onda je } m = +\frac{5}{2}, +\frac{3}{2}, +\frac{1}{2}, -\frac{1}{2}, -\frac{3}{2}, -\frac{5}{2}.$$

Postoji šest dozvoljenih položaja. Uglovi se dobivaju prema relacijama:

$$\cos \alpha_1 = 1, \quad \cos \alpha_4 = -\frac{1}{5},$$

$$\cos \alpha_2 = \frac{3}{5}, \quad \cos \alpha_5 = -\frac{3}{5},$$

$$\cos \alpha_3 = \frac{1}{5}, \quad \cos \alpha_6 = -1.$$

Za α_2 i α_3 , odnosno α_4 i α_5 poluprečnik se podeli na pet jednakih delova i povuku horizontale, kao veličina, te se odmah dobivaju odgovarajući uglovi (sl. 36-7).

§ 37. Kvantovanje magnetskog momenta. Bohrov magneton

Bohrova kvantna teorija došla je i do kvantovanja magnetskog momenta. To se može i izvesti prema izrazu za magnetski moment elektrona koji se kreću oko jezgra u atomu.

Posmatrajmo elektron, koji se kreće po krugu poluprečnika r , kao struju. Količina elektriciteta koja prolazi kroz neko mesto na toj orbiti iznosi

$$e = I \cdot T, \quad (37,1)$$

gde je T vreme za koje elektron pređe tu periferiju kruga (orbitu). To je period okretanja. Ako je v brzina elektrona, biće

$$2\pi r = vT$$

ili

$$T = \frac{2\pi r}{v}. \quad (37,2)$$

Onda je odgovarajuća struja

$$I = \frac{e}{T} = \frac{ev}{2\pi r}. \quad (37,3)$$

Iz elektromagnetike je poznato (videti Fizika II, § 87 i 88) da je magnetski moment strujnog kola jednak proizvodu struje, površine kola i magnetske permeabilnosti:

$$M_m = \mu_0 IS. \quad (37,4)$$

Neki ga definišu jednostavno kao proizvod struje i površine kola, tj. $M_m = IS$.

Onda je posle zamene

$$M_m = \mu_0 \frac{ev}{2\pi r} \cdot S = \mu_0 \frac{ev\pi r^2}{2\pi r} = \mu_0 \frac{e}{2m} mvr.$$

Kako se moment količine kretanja kvantuje, biće

$$M_m = \text{kvantni broj} \cdot \mu_0 \frac{e\hbar}{2m} \quad (37,5)$$

Prema definiciji magnetskog momenta kao običnog proizvoda struje i površine, dobiće se

$$M_m = n_{\varphi} \frac{e\hbar}{2m} = j \frac{e\hbar}{2m} \quad (37,6)$$

Ova definicija je uglavnom usvojena u atomskoj fizici, a i uopšte. Onda treba voditi računa da je energija proizvod tako definisanog magnetskog momenta i magnetske indukcije, a ne i magnetske veličine H (magnetizacionog ili magnetskog polja). Inače takvom definicijom se magnetski moment, s druge strane, definiše ne kao proizvod magnetske mase (dimenzija fluksa) i dužine, nego kao taj proizvod podeljen magnetskom permeabilnošću.

Zbog uobičajenosti u atomskoj fizici i mi ćemo se ovde držati definicije $M_m = IS$. U Gaussovom sistemu jedinica biće

$$M_m = \text{kvantni broj} \cdot \frac{e\hbar}{2me} = j \frac{e\hbar}{2me} \quad (37,7)$$

Time je pokazano kvantovanje magnetskog momenta. Na osnovu toga postoji elementarni magnetski moment, koji se obično označava sa μ_B :

$$\mu_B = \frac{e\hbar}{2m} \quad (37,8)$$

Ovaj elementarni magnetski moment naziva se **m a g n e t o n** ili **B o h r o v m a g n e t o n**. Može se smatrati i kao elementarni kvant magnetskog momenta. Numerička vrednost Bohrovog magnetona iznosi

$$\mu_B = \frac{1,602 \cdot 10^{-19} \text{ C} \cdot 1,054 \cdot 10^{-34} \text{ J} \cdot \text{s}}{2 \cdot 9,1 \cdot 10^{-31} \text{ kg}} \approx 9,273 \cdot 10^{-24} \text{ Am}^2. \quad (37,9)$$

U elektromagnetskom CGS-sistemu Bohrov magneton ima numeričku vrednost

$$\begin{aligned} \mu_B &\approx 9,273 \cdot 10^{-24} \cdot 10^{-1} \text{ daA} \cdot 10^4 \text{ cm}^2 = 9,273 \cdot 10^{-21} \text{ daA cm}^2 \\ &= 9,273 \cdot 10^{-21} \text{ EMCGS jedinica.} \end{aligned} \quad (37,9')$$

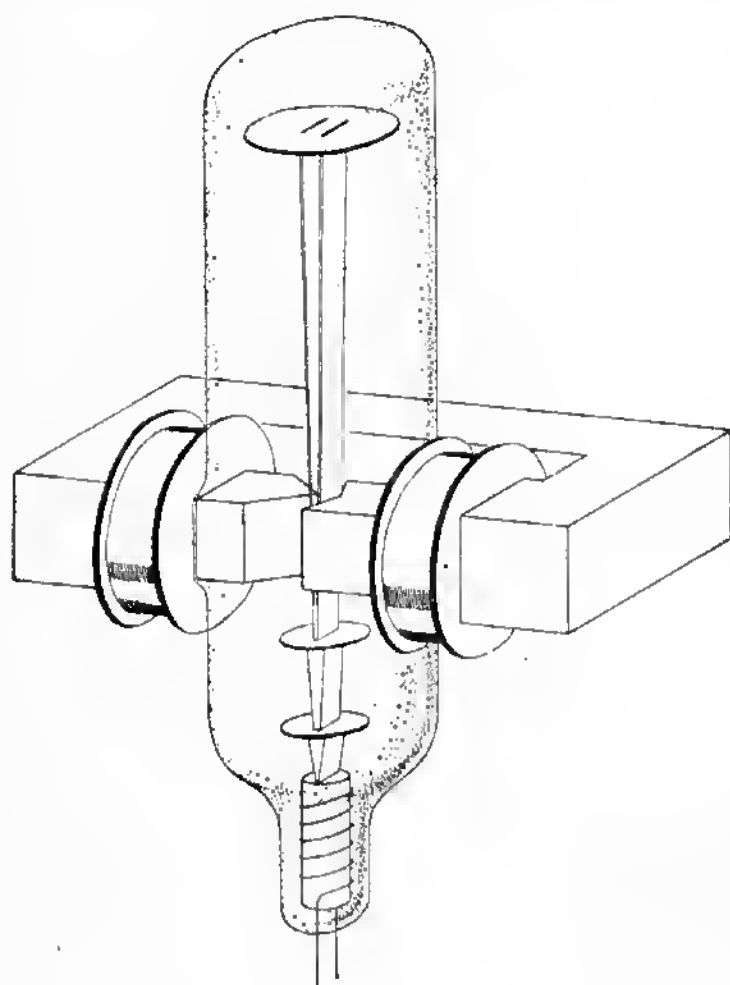
Ovaj Bohrov magneton se ponekad naziva **t e o r i j s k i m a g n e t o n**, jer se odnosi na jedan atom. U makroskopskim razmerama i tretiranjima kao jedinica za merenje magnetskog momenta uzima se proizvod μ_B i Avogadrovog broja. I ta jedinica se takođe naziva Bohrov magneton. Da ne bi došlo do zbrke, ta količina se može nazvati Bohrov molarni magneton ili magneton po molu. Svakako ga i prema nazivu treba razlikovati.

Numerička vrednost magnetona po molu iznosi

$$M_B = 9,27 \cdot 10^{-24} \text{ Am}^2 \cdot 6,025 \cdot 10^{23} \text{ mol}^{-1} \approx 5585 \frac{\text{daA cm}^2}{\text{m}} \quad (37,10)$$

§ 38. Eksperimentalna potvrda prostornog kvantovanja. Stern-Gerlachov eksperiment

Stern (Štern) i Gerlach (Gerlah) su 1921. i 1922. godine izveli sledeći eksperiment u cilju potvrde prostornog kvantovanja. Zagrejali su malo srebra tako



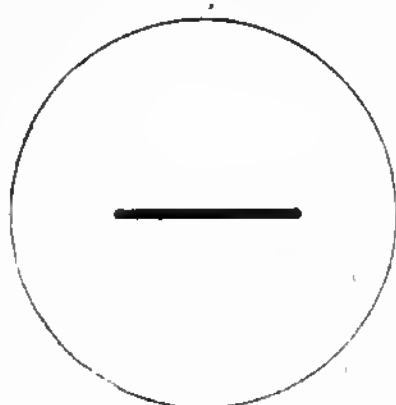
Sl. 38-1

da je isparavalo, a ispareni atomi su prolazili i kroz dva otvora (sl. 38-1) obrazujući atomski snop. Ceo uređaj se nalazio u evakuisanoj cevi. Ti atomi su nailazili na jako magnetsko polje, koje je naročito načinjeno nehomogenim davanjem različitih oblika polovima. Orijentacija polja je normalna na pravcu kretanja atoma.

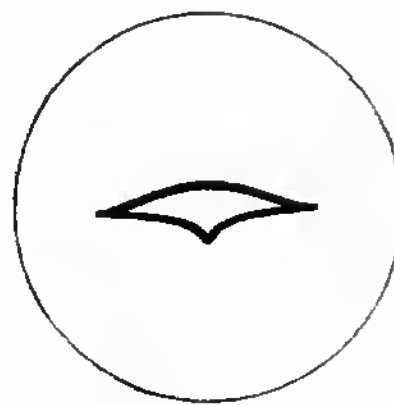
Na svaki atom to polje deluje određenom silom, koja se može izračunati prema zakonima magnetostatike, računajući atom kao mali magnet odgovarajuće jačine pola („magnetske mase“) i dužine.

Kada atomi prođu kroz magnetsko polje, onda naidu na zastor, gde se mogu konstatovati pomoću fotografske ploče.

U odsustvu magnetskog polja atomi se kreću pravolinijski i padaju na ploču tako da se dobije tačno u tom pravcu na sredini slika prereza kroz koji su prošli (sl. 38-2). Kada je polje uspostavljeno, onda bi se prema klasičnoj nekvantnoj fizici očekivalo da se ovi atomi raspu i da se dobiju njihovi tragovi svuda oko u neposrednoj blizini, prema tome kakvo je skretanje polje izazvalo. U tome treba da



Sl. 38-2



Sl. 38-3

postoji izvesna kontinualnost, i to sa obe strane od centralnog položaja do izvesne maksimalne vrednosti. Međutim, eksperiment je pokazao da postoje samo određena skretanja na jednoj i na drugoj strani, a da na sredini i u neposrednoj okolini nema tragova, što znači da tu atomi srebra nisu naišli. Fotografija je izgledala kao na sl. 38-3. Izlomljenost i šiljak na donjoj strani nastali su zbog odgovarajuće neregularnosti oblika donjeg magnetskog polja. Na fotografiji su obe

linije spojene zato što je u pravcu normalnom na crtežu polje bilo slabo, na relativno malom rastojanju. Takvi rezultati eksperimenta objašnjeni su prostornim kvantovanjem, a samim tim postali su i potvrda te pojave. Prema tome, kvantovana je orijentacija atoma srebra u prostoru. Jedna orijentacija je paralelna sa poljem, a druga antiparalelna. Obe su normalne na prvobitnom pravcu kretanja atoma srebra. Za s -stanje atoma srebra, tj. za $k = 1$, postoje tri dozvoljene ili moguće vrednosti kosinusa ugla, i to $+1$, 0 i -1 . Za takvo stanje jedni atomi treba da skrenu za određeni ugao, drugi za isti toliki ugao u suprotnom smeru, a treći uopšte ne skreću. Ta tri kvantovana položaja u prostoru zahteva Bohrova teorija, kao što je izloženo u prethodna dva paragrafa. No eksperiment ne daje srednju liniju, tj. prema eksperimentu ne postoji ona kvantovana orijentacija da atomi ne skreću. Ta pojava je objašnjena na nekoliko načina, koji se svode uglavnom na to da se moment količine kretanja atoma kvantuje tako da je $j = \frac{1}{2}$, a

ne ceo broj. Onda su dozvoljene ili moguće vrednosti magnetskog ili kvantnog broja $+\frac{1}{2}$ i $-\frac{1}{2}$, što daje samo dve vrednosti ugla: 0° i 180° (paralelnu i antiparalelnu orijentaciju), a to odgovara eksperimentu. Kvantna talasna teorija to objašnjava i sa više detalja i novih elemenata, koje sada ovde nećemo iznositi, jer su oni povezani sa novim veličinama, kao i sa znatnim matematičkim aparatom.

Sva ta objašnjenja se svode na zaključak da postoji prostorno kvantovanje i da se eksperiment Sterna i Gerlacha smatra potvrdom toga kvantovanja, kao i kvantovanja magnetskog momenta.

§ 39. Spin elektrona

Proučavanje spektra alkalnih metala i prostornog kvantovanja zahtevalo je nova objašnjenja dobivenih rezultata. Osim toga, drugi eksperimenti su pokazali da elektron ima dvaput veći odnos magnetskog momenta i momenta količine kretanja nego što je maločas navedeni odnos $\frac{e}{2m}$. Dakle, eksperimenti su pokazali da je

magnetski moment elektrona $= \frac{e}{m} \cdot$ moment količine kretanja elektrona (39,1).

U vezi sa svim tim problemima i proučavanjima U h l e n b e c k (Julenbek) i G o u d s m i t (Gaudsmit) dolaze 1925. god. do smelog predloga da se elektron obrće oko neke sopstvene ose. Pošto je elektron naelektrisan, sa takvim kretanjem je povezano i postojanje sopstvenog magnetskog polja elektrona. To znači da postoji sopstveni moment količine kretanja elektrona i sopstveni magnetski moment elektrona. Takvo obrtanje elektrona naziva se s p i n e l e k t r o n a. Često se oba ta momenta nazivaju spinom, a isto tako se spinom elektrona naziva taj sopstveni moment količine kretanja. Onda se taj moment može zvati ili moment spina ili samo spin. Prema takvom shvatanju ukupni moment količine kretanja elektrona u atomu jednak je zbiru orbitnog momenta količine kretanja i spina. Za onaj prvi imali smo kvantni broj $n_q = k$. Kvantno-talasna teorija uvodi za njega nov kvantni broj, koji se opravdava i prema objašnjenju Stern-Gerlachovog eksperimenta. Taj broj je za jedinicu manji od k , a označava se sa l :

$$l = k - 1. \quad (39,2)$$

Naziva se orbitni kvantni broj ili bočni kvantni broj. Odmah se uočava da se za $k = 1$ dobiva $l = 0$, što znači da taj kvantni broj ima vrednost nulu. Dakle,

$$l = 0, 1, 2, 3, \dots, n - 1. \quad (39,3)$$

Prema tome, ranije navedena stanja mogu se prikazati i vrednostima ovog kvantnog broja l , odnosno

s - stanje za $l = 0$,

p - stanje za $l = 1$,

d - stanje za $l = 2$,

f - stanje za $l = 3$,

g - stanje za $l = 4$,

h - stanje za $l = 5$.

Onda magnetski kvantni broj m_l ima vrednost

$$m_l = 0, \pm 1, \pm 2, \pm 3, \dots, \pm l. \quad (39,4)$$

Prema Bohrovoj kvantnoj teoriji, orbitni moment količine kretanja biće

$$p_{\varphi} = l\hbar, \quad (39,5)$$

gde je $l = 0, 1, 2, \dots, n - 1$, što odgovara i ranijoj jedinici. Prema kvantno-talasnoj teoriji taj moment količine kretanja iznosi

$$p_{\varphi} = l(l + 1) \cdot \hbar. \quad (39,6)$$

Naravno, prema oba ova izraza za $l = 0$ biće $p_{\varphi} = 0$.

Prema shvatanju da postoji spin elektrona može se objasniti i rezultat Stern-Gerlachovog eksperimenta tako da one vrednosti momenta količine kretanja atoma srebra od $+\frac{\hbar}{2}$ i $-\frac{\hbar}{2}$ u stvari odgovaraju s -stanju ($l = 0$), te su to u stvari vrednosti sopstvenog momenta količine kretanja atoma (spina). Onda su orbitni momenti jednaki nuli. Tako za spin elektrona postoje svega dve vrednosti. Ako se kvantni broj momenta spina označi sa s , a moment spina sa p_s , biće

$$p = s \cdot \hbar, \quad \text{gde je } s = \pm \frac{1}{2}. \quad (39,7)$$

Tome broju odgovara magnetski broj spina $m_s = \pm s, \pm(s - 1) \dots 0$, koji pokazuje broj mogućih orijentacija u magnetskom polju. Onda je

$$m_s = \pm \frac{1}{2}. \quad (39,8)$$

Moment spina, prema tome, može u odnosu na orbitni moment količine kretanja biti paralelan ili antiparalelan, tj. sa njim zahvatati ili ugao od 0° ili ugao od 180° .

U savremenoj spektroskopiji često se koristi kvantni broj j , koji je zbir kvantnog broja l i kvantnog broja s :

$$j = l + s. \quad (39,9)$$

Već smo videli da je to mera za totalni moment količine kretanja, tj. unutrašnji kvantni broj (36,15). Odgovarajući momenti količine kretanja su, prema tome, međusobno povezani relacijom

$$\mathbf{p}_{\text{tot}} = \mathbf{p}_\varphi + \mathbf{p}_s, \quad (39,10)$$

gde je \mathbf{p}_{tot} totalni moment količine kretanja elektrona, \mathbf{p}_φ — orbitni moment količine kretanja, \mathbf{p}_s — sopstveni moment količine kretanja (spin).

Uslovno se mogu uzeti i vektori \mathbf{l} , \mathbf{s} , \mathbf{j} , pa je

$$\mathbf{j} = \mathbf{l} + \mathbf{s}. \quad (39,11)$$

Prema shvatanju da postoji spin elektrona objašnjeno je zašto postoje dva a ne tri položaja za moment spina u prostornom kvantovanju.

Veličina skretanja atomskog snopa u Stern-Gerlachovom eksperimentu odgovarala je vrednosti magnetskog momenta od jednog Bohrovog magnetona. Prema tome, može se zaključiti da je magnetski moment spina elektrona jednak jednom Bohrovom magnetonu.

Ranije definicije nalažu da je kvantni broj za orbitni moment količine kretanja elektrona p_φ i za orbitni magnetski moment M_m jedan isti, i to l . Onda je

$$p_\varphi = l\hbar, \quad M_m = l\mu_B. \quad (39,12)$$

S druge strane, momenti spina nisu izraženi na odgovarajući način. Naime, moment količine kretanja spina elektrona iznosi

$$p_s = \frac{1}{2}\hbar, \quad (39,13)$$

a magnetski moment spina elektrona iznosi svega jedan Bohrov magneton:

$$M_{m(s)} = \mu_B. \quad (39,14)$$

Eksperiment je pokazao da elektron ima dvaput veći odnos magnetskog momenta i obrtnog momenta količine kretanja nego što se prema ranijem smatralo i očekivalo. Poslednje tri relacije to i potvrđuju jer je

$$\left(\frac{M_m}{p}\right)_s = 2 \cdot \frac{\mu_B}{\hbar},$$

$$\frac{M_m}{p} = \frac{\mu_B}{\hbar}. \quad (39,15)$$

Time se slažu rezultati, objašnjenja i navedene pretpostavke.

Zbog toga je spin elektrona i čestice uopšte ušao u atomsku fiziku kao jedna od glavnih karakteristika čestica. Ta veličina (sopstveni moment količine kretanja i sopstveni magnetski moment) u proučavanjima je tako važna kao i fundamentalne karakteristike, kao što su, recimo, masa i naelektrisanje čestice.

Shodno svemu tome ispostavlja se da su za karakterisanje elektrona neophodna četiri kvantna broja, i to:

- 1) totalni (glavni) kvantni broj n ,
- 2) orbitni (bočni) kvantni broj l ,
- 3) magnetski kvantni broj m_l ,
- 4) (magnetski) kvantni broj spina m_s .

§ 40. Spin elektrona u magnetskom polju. Rezonancija

Izrazom (39,12) pokazano je da magnetski moment spina elektrona ima vrednost jednog Bohrovog magnetona. Spoljašnje magnetsko polje (indukcija) B deluje na magnetski moment spina $M_{m(s)}$ mehaničkim spregom momenta $M = M_{m(s)} B$, ukoliko pravac magnetskog momenta i polja B stoje međusobno upravno. Prema zakonima klasične fizike, spoljašnje polje B teži da orijentiše elektron u pravac polja, kao što se magnetska igla orijentiše u pravac polja. Međutim, elektronu se pripisuje rotacija odnosno spin i ponaša se kao rotirajuće telo sa slobodnom osom rotacije kad na njega deluje spoljašnji spreg (videti § 48a, I knjiga). Usled toga se elektron neće orijentisati u pravac polja, već će vršiti precesiju sa ugaonom brzinom

$$\omega_p = \frac{M}{L}, \quad (40,1)$$

gde je L moment količine kretanja spina elektrona (48, 1, I knjiga). Ova kružna frekvencija ω_p za elektron se često naziva Larmor-frekvencija. Ako uzimemo srednju vrednost magnetskog polja koje se koristi u laboratorijama, $B = 1 \text{ T} = 10^4 \text{ Ga}$, i magnetski moment spina, onda se za kružnu frekvenciju precesije elektrona dobiva

$$\omega_p \approx 15 \cdot 10^{10} \text{ Hz}, \quad (40,2)$$

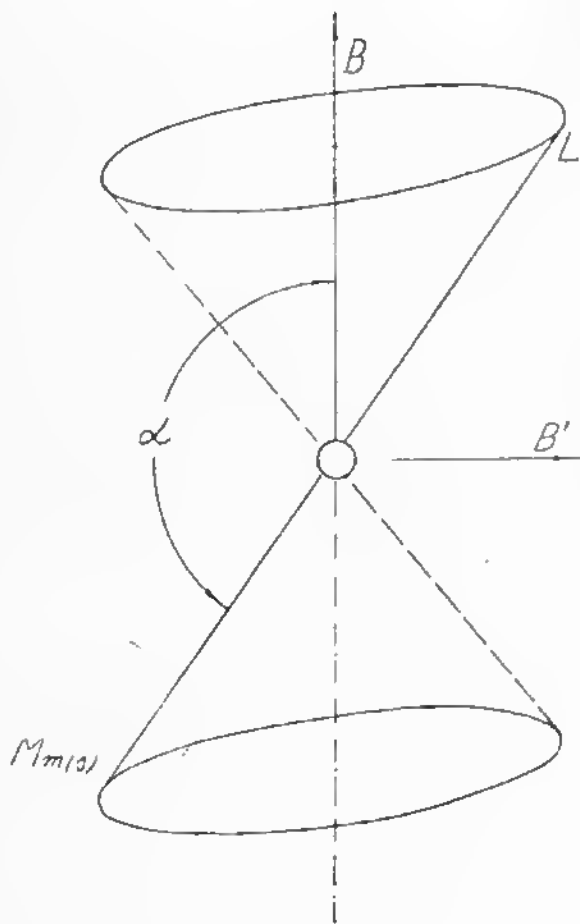
što odgovara frekvencijama mikrotalasa odnosno infracrvenih radijacija.

Zbog ovakvog spoljašnjeg polja elektron sadrži izvesnu energiju u odnosu na položaj kad se pravci magnetskog momenta i polja poklapaju. Ta energija iznosi

$$E = M_m B (1 - \cos \alpha), \quad (40,3)$$

gde je α ugao između magnetskog momenta i polja. Kao što je već ranije pokazano, i ova energija se kvantuje, što znači da se nagib magnetskog momenta elektrona u odnosu na polje ne može proizvoljno menjati već samo u skokovima.

Na slici 40-1 simbolički je predstavljena pomenuta precesija elektrona. Magnetski moment spina elektrona $M_{m(s)}$ zahvata neki ugao α sa pravcem polja B koje svojim dejstvom



Sl. 40-1

teži da osu magnetskog momenta dovede u svoj pravac. Usled toga se javlja precesija, pri čemu osa magnetskog momenta opisuje konus.

Neka sada pored stalnog polja B na elektron deluje i drugo polje B' , čiji je pravac upravan na B , a čiji se intenzitet može menjati. Kada istovremeno dejstvuju oba polja, njihova rezultanta će imati pravac različit od B . To znači da će energija elektrona imati sada neku drugu vrednost, odnosno promenljivo polje B teži da okrene osu magnetskog momenta elektrona. Ako se pri ovome povećava energija elektrona, onda ovo povećanje može da potiče od energije promenljivog polja B' .

Opisani elektron u magnetskom polju može se smatrati oscilatorom sa frekvencijom precesije ω_p . S druge strane, poznato je iz teorije oscilacija da oscilator prima energiju posredstvom neke periodične sile ako se podesi rezonancija odnosno kad se frekvencija periodične sile izjednači sa sopstvenom frekvencijom oscilatora. Podesimo sada da promenljivo polje B' bude periodično odnosno naizmenično sa frekvencijom precesije ω_p . Pod ovakvim okolnostima naizmenično polje B' deluje periodičnom silom na elektron kao oscilator, pa dolazi do rezonancije. U tom slučaju elektron prima energiju od naizmeničnog polja B' . Ako se pak na ovaj način energija elektrona menja, onda se prema relaciji (40,3) mora menjati i nagibni ugao α . Zbog kvantne prirode energije ugao α ne može da se menja kontinualno već samo u skokovima.

Na slici 40-2 predstavljen je, takode simbolički, prelaz elektrona iz jednog energetskeg stanja u drugo, pri čemu se nagibni ugao menja od vrednosti α na α' . S obzirom na precesiju koju vrši elektron, ovaj prelaz se vrši po jednoj sfernoj spirali, kao što je na slici označeno.

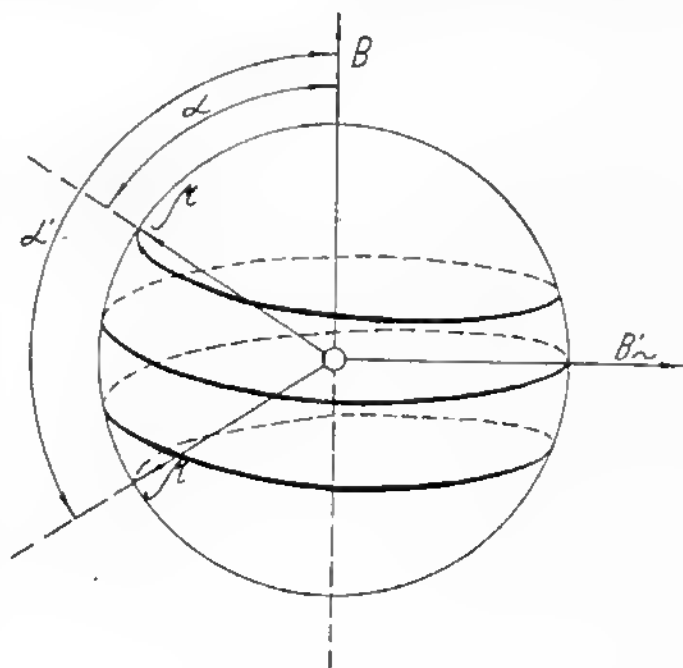
Pri ovome treba imati na umu da je opisano ponašanje elektrona sprovedeno na osnovi žiroskopskih efekata odnosno na osnovi zakona klasične fizike, a da se pri tom ujedno uzima u obzir kvantna priroda energije elektrona odnosno kvantna promena stanja elektrona.

Opisana pojava da elektron može da prima energiju od spoljašnjeg naizmeničnog polja usled postojanja spina elektrona naziva se **rezonancija spina elektrona**. Ona je na više načina eksperimentalno dokazana i služi kao osnov za objašnjenje mnogih pojava koje su vezane za elektronsku strukturu atoma. Opisanim pojavama se, na primer, objašnjava i fina struktura spektra atoma i molekula.

Prostorno kvantovanje opisano u Bohrovoj teoriji takode stoji u saglasnosti sa ovde datim objašnjenjem kvantnih stanja elektrona koja su uslovljena elektronskim spinom.

Eksperimentalno se opisane pojave rezonancije spina elektrona ispituju na taj način što se atomi stave u jedno stalno magnetsko polje, a upravno na njega se deluje jednim visokofrekventnim poljem čija frekvencija odgovara Larmor-ovoj frekvenciji. Elektron prima energiju od naizmeničnog polja i kada ova dostigne odgovarajući iznos, nastaje kvantna promena energetskeg stanja elektrona odnosno elektroni dolaze u eksitovana stanja. Slične pojave se dešavaju i u složenim i promenljivim poljima koja se javljaju u prostoru ispunjenom atomima, pa se na taj način dolazi do objašnjenja vrlo složene elektronske strukture atoma.

Već je pokazano da i većina ostalih čestica, pa i cela jezgra, imaju spin odnosno magnetski moment spina, pa se i na njima javljaju opisani efekti. Pošto



Sl. 40-2

su magnetski momenti spina jezgra mnogo manji, onda su kod njih opisani efekti znatno slabije izraženi. O spinu jezgra i magnetskoj rezonanciji jezgra biće reči kasnije u nuklearnoj fizici.

Ovde možemo dati opšti pregled opisanih faktora koji uslovljavaju elektronsku strukturu atoma odnosno strukturu spektara. Ranije je rečeno da grubu strukturu energetske nivoa elektronskog omotača određuje orbitalni moment količine kretanja elektrona, a njoj odgovara i gruba struktura spektara. Ovome se pridodaje uticaj elektronskog spina i opisanih žiromagnetskih faktora koji uslovljavaju finu strukturu spektara. Naime, iznosi energije vezani za spin i žiromagnetske efekte su po redu veličine znatno manji od onih koji su uslovljeni kretanjem elektrona po orbitama. Usled toga je i uticaj spina znatno manji, što odgovara finoj strukturi energetske nivoa. Dok energija jednog svetlosnog kvanta vidljive svetlosti iznosi oko 10^{-12} erga, energije koje odgovaraju opisanim žiromagnetskim efektima iznose samo oko 10^{-20} erga. Prilikom emisije jednog fotona može se ovome dodati ili oduzeti energija koju sadrži elektron zahvaljujući opisanim efektima, ali ona ima vrlo mali uticaj na ukupnu energiju fotona, pa se linije u spektru mogu veoma malo pomerati, što uslovljava finu strukturu spektralnih linija. Najzad, efekti spina jezgra imaju još manji uticaj i uslovljavaju hiperfinu strukturu spektara odnosno energetske nivoa elektronskog omotača atoma.

§ 41. Pauliev princip

Bohrova kvantna teorija je pokazala, a kvantno-talasna fizika potvrdila da se stanje kretanja elektrona u atomu može okarakterisati pomoću četiri kvantna broja: n , l , m_l i m_s . Prema njihovim definicijama odgovarajuće vrednosti glase:

Glavni kvantni broj

$$n = 1, 2, 3, \dots \quad (41,1)$$

Bočni, ili orbitni, kvantni broj

$$l = 0, 1, 2, 3, \dots, n - 1. \quad (41,2)$$

Magnetski kvantni broj

$$m_l = l, l - 1, l - 2, \dots, 2, 1, 0, -1, -2, \dots, -(l - 1), -l \quad (41,3)$$

Prema tome, magnetski kvantni broj ima svega

$$2l + 1$$

vrednosti.

Kvantni broj spina

$$m_s = +\frac{1}{2}, -\frac{1}{2}. \quad (41,4)$$

Prema tome, kvantni broj spina ima svega dve određene vrednosti. Odgovarajući kvantni broj s je uvek $\frac{1}{2}$ (apsolutna vrednost).

Svaki elektron ima odgovarajuća četiri kvantna broja, kojim se određuje kretanje tog elektrona.

Pauli je 1925. godine prema tim podacima ustanovio princip, koji se naziva Pauliev princip. Taj princip glasi:

U atomu se u datom određenom stanju može nalaziti svega jedan elektron, ili:

Dva elektrona u atomu ne mogu imati ista sva četiri kvantna broja: n, l, m_l, m_s .

Svaki elektron ima svoja četiri kvantna broja. Za dva elektrona mogu biti respektivno jednaka najviše po tri broja, ali bar jedan mora biti različit. Naravno, mogu biti različiti ne samo po jedan nego i više brojeva.

Taj princip je i eksperimentalno dokazan. Imao je veliku ulogu u spektroskopiji i u savremenoj kvantnoj fizici.

Dakle, dva elektrona ne mogu u kvantnom pogledu biti međusobno identični. U proučavanju atomskih spektara Pauliev princip se i dokazuje i primenjuje, pa je njegovo fundiranje u toj oblasti još očiglednije.

Sada ćemo izračunati broj elektrona u atomu sa odgovarajućim kvantnim brojevima.

Broj elektrona za sva četiri data kvantna broja: n, l, m_l i m_s . Prema Paulievom principu, to je svega jedan elektron.

Broj elektrona sa datim kvantnim brojevima n, l, m_l .

To znači da preostaje m_s sa svojim vrednostima. Tih vrednosti je svega dve, i to: $+\frac{1}{2}$ i $-\frac{1}{2}$. Ako se uz tri data broja uzme za m_s vrednost $+\frac{1}{2}$, onda

se dobije jedan elektron, a kada se uzme vrednost $-\frac{1}{2}$, opet jedan elektron.

Dakle, zbog te dve vrednosti — dva elektrona. Tako, sa tri kvantna broja, n, l, m_l , dobiju se dva elektrona.

Prvi je okarakterisan sa $n, l, m_l, +\frac{1}{2}$, a drugi sa $n, l, m_l, -\frac{1}{2}$. Sa data dva kvantna broja, n i l , broj elektrona se dobije prema broju vrednosti kvantnih brojeva m_l i m_s . Broj vrednosti kvantnog broja m_l iznosi $2l + 1$, a broj vrednosti m_s je 2. Svakoј vrednosti broja m_l odgovaraju po dve vrednosti m_s , pa ukupan broj elektrona sa kvantnim brojevima n i l iznosi

$$2(2l + 1).$$

Sa datim brojem n ukupan broj elektrona se opet dobiva prema broju vrednosti svih ostalih kvantnih brojeva. Već smo odredili broj vrednosti kvantnog broja l . No, kako je $l = 0, 1, 2, \dots, (n - 1)$, traženi broj će biti

$$\sum_{l=0}^{n-1} 2(2l + 1) = 2 \left[1 + 3 + 5 + 7 + \dots + (2n - 1) \right] = 2 \cdot \frac{(1 + 2n - 1) \cdot n}{2} = 2n^2. \quad (41,5)$$

Dakle, svega $2n^2$ elektrona sa datim kvantnim brojem n .

Ovi brojevi omogućavaju da se tačno odredi broj elektrona u atomu na raznim slojevima i u raznim stanjima. Time se lako ilustruje sistematika Periodnog sistema elemenata, o čemu ćemo kasnije govoriti.

Ovi rezultati se mogu prikazati i sledećom šemom:

$n, l, m_l, m_s,$	1 elektron,	
$n, l, m_l,$	2 elektrona,	(41,6)
$n, l,$	$2(2l + 1)$ elektrona,	
$n,$	$2n^2$ elektrona.	

§ 42. Periodni sistem elemenata

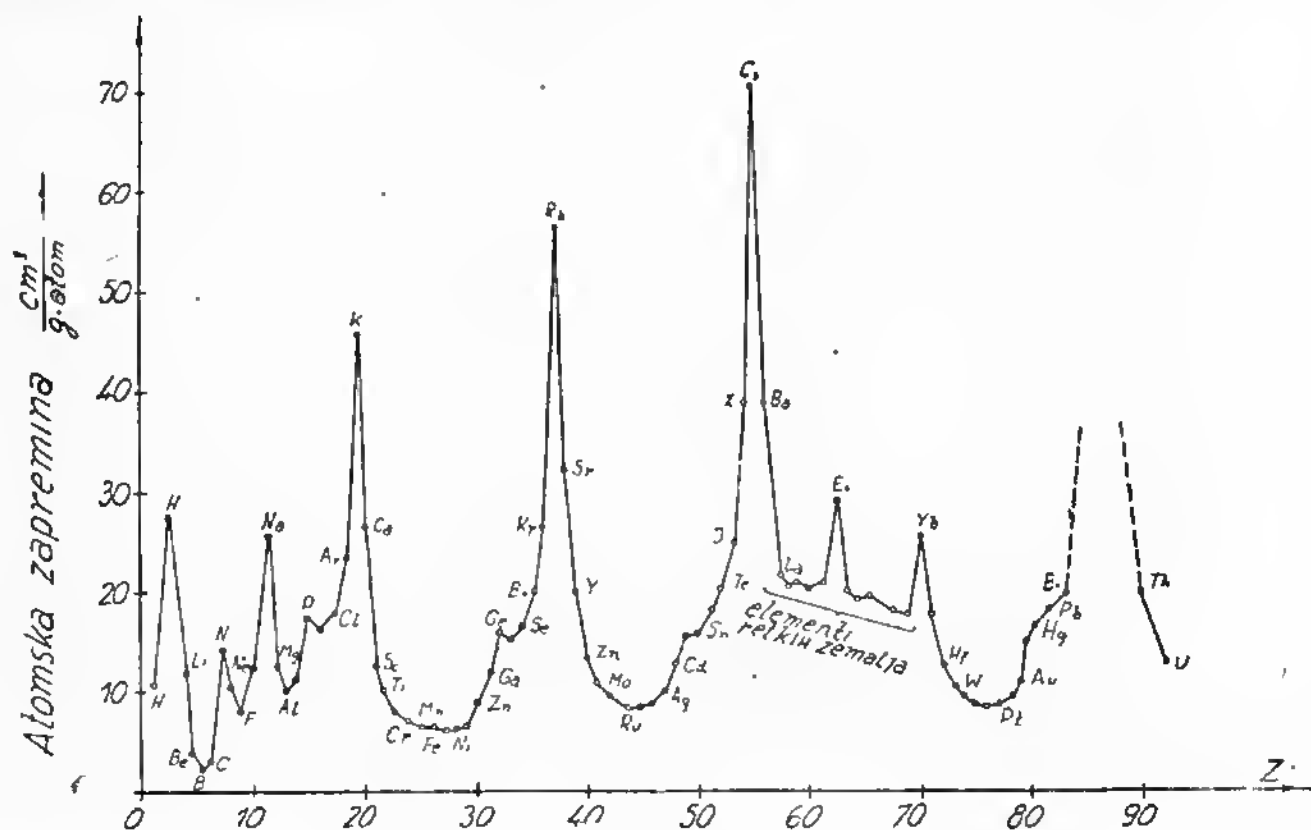
Kad se hemijski elementi poredaju po atomskim težinama, pokazuje se periodičnost u hemijskim i nekim fizičkim osobinama. D. I. Mendeleev je na osnovu periodičnosti hemijskih osobina elemenata postavio Periodni sistem elemenata. On je sve do tada poznate hemijske elemente poredao u horizontalne redove — periode — po rastućim atomskim težinama, tako da su se u vertikalnim redovima — kolonama — nalazili elementi sa srodnim hemijskim svojstvima. Iako tada još nisu bili poznati mnogi hemijski elementi, Mendeleevljev periodni sistem je odigrao veoma važnu ulogu u razvoju ne samo hemije već i atomske fizike. Naime, periodičnost u hemijskim osobinama nagoveštavala je osobine i sastav atoma.

Na osnovu Mendeleevljevog periodnog sistema bile su veoma tačno predviđene osobine većeg broja elemenata koji su tek kasnije otkriveni. Na tabeli 42-I predstavljen je današnji sastav Periodnog sistema elemenata koji u osnovi predstavlja Mendeleevljev sistem, samo dopunjen rezultatima kasnijih otkrića.

Iz Periodnog sistema se vidi da prvi period sadrži 2 elementa, drugi i treći period po 8 elemenata, četvrti i peti po 18, šesti 32 elementa, iako ovaj i daljnji period pokazuju složenije okolnosti. Označeni brojevi elemenata u pojedinim periodima mogu se jednostavno prikazati sa

$$\left. \begin{aligned} 2 &= 2 \cdot 1^2 \\ 8 &= 2 \cdot 2^2 \\ 18 &= 2 \cdot 3^2 \\ 32 &= 2 \cdot 4^2 \end{aligned} \right\} \quad (42,1)$$

Oдавде se vidi da se periodičnost hemijskih osobina elemenata može predstaviti jednostavnim zakonom celih brojeva.



Sl. 42-1

Elementi u vertikalnim kolonama ne samo da pokazuju srodne hemijske osobine već imaju i slične optičke spektre. Pored toga, elementi u vertikalnim kolonama pokazuju sličnosti i u nekim drugim fizičkim osobinama. Na grafikonu sl. 42-1

Tabela 42-I

PERIODNI SISTEM ELEMENATA

Periodi	I	II	III	IV	V	VI	VII	VIII
1	1 H 1,0080							2 He 4,003
2	3 Li 6,940	4 Be 9,02	5 B 10,82	6 C 12,010	7 N 14,008	8 O 16,0000	9 F 19,00	10 Ne 20,183
3	11 Na 22,997	12 Mg 24,32	13 Al 26,97	14 Si 28,06	15 P 30,974	16 S 32,06	17 Cl 35,457	18 Ar 39,944
4	19 K 39,096 29 Cu 63,57	20 Ca 40,08 30 Zn 65,38	21 Sc 45,10 31 Ga 69,72	22 Ti 47,90 32 Ge 72,60	23 V 50,95 33 As 74,91	24 Cr 52,01 34 Se 78,96	25 Mn 54,93 35 Br 79,916	26 Fe 55,85 27 Co 58,94 36 Kr 83,7
5	37 Rb 85,48 47 Ag 107,880	38 Sr 87,63 48 Cd 112,41	39 Y 88,92 49 In 114,76	40 Zr 91,22 50 Sn 118,70	41 Nb 92,91 51 Sb 121,76	42 Mo 95,95 52 Te 127,61	43 Tc 99 53 I 126,92	44 Ru 101,7 45 Rh 102,91 54 X 131,3
6	55 Cs 132,91 79 Au 197,1	56 Ba 137,36 80 Hg 200,61	57 La* 138,92 81 Tl 204,39	72 Hf 178,6 82 Pb 207,21	73 Ta 180,88 83 Bi 209,00	74 W 183,92 84 Po 210	75 Re 186,31 85 At 211	76 Os 190,2 77 Ir 193,1 86 Rn 222
7	87 Fr 223	88 Ra 226,05	89 Ac 227,05 90 Th 232	91 Pa 231	92 U 238,07 93 Np 237	94 Pu 239	95 Am 241 96 Cm 242	97 Bk 243 98 Cf 244 99 E 244 100 Fm 253 101 Md 258 102 No 259 103 Lw

*) Između 57 La i 72 Hf su retke zemlje.

58 Ce 140,13 59 Pr 140,92 60 Nd 144,27 61 Pm 147 62 Sm 150,37 63 Eu 152,0 64 Gd 156,9 65 Tb 159,2 66 Dy 162,46 67 Ho 164,94 68 Er 167,2 69 Tm 169,4 70 Yb 173,04 71 Lu 174,99

predstavljene su atomske zapremine, tj. zapremine jednog gram-atoma u zavisnosti od rednog broja elemenata u Periodnom sistemu elemenata. I ovde se može uočiti slična periodičnost kao i u Mendeleevljevom periodnom sistemu. Slična periodičnost se javlja i sa nekim drugim fizičkim osobinama, kao što su: tačka topljenja, koeficijent termičkog širenja, kompresibilnost i dr. Izrazitu karakteristiku predstavljaju elementi poslednje kolone — inertni gasovi. Pored hemijske inertnosti, svi ovi gasovi se na običnoj temperaturi nalaze u gasovom agregatnom stanju.

Pomenimo ovde još neke karakteristike elemenata koje su vezane za Periodni sistem elemenata. Tako optički spektri jednovalentnih pozitivnih jona pokazuju veliku sličnost sa spektrom prethodnog neutralnog atoma u Periodnom sistemu elemenata. Jedanput jonizovani pozitivni jon helijuma vrlo je sličan spektru neutralnog atoma vodonika. Pozitivni jon natrijuma ima sličan spektar sa neonom, itd.

Spektri X-zraka, međutim, ne pokazuju nikakvu periodičnost prema Periodnom sistemu elemenata, ali je pri tom poznato da X-zraci potiču od unutrašnjih elektrona u elektronskom omotaču atoma.

Treba napomenuti da se u šestom i sedmom periodu javljaju nešto složeniji zakoni. Svi elementi između rednog broja 57 La i 72 Hf, poznati pod imenom retke zemlje, imaju slične hemijske osobine iako pripadaju jednom periodu. Sličnu pojavu pokazuju i teški elementi sedmog perioda među rednim brojevima $Z = 86$ i $Z = 96$.

Svi nabrojani faktori su jasno ukazivali na činjenicu da se osobine elemenata periodično ponavljaju prema Mendeleevljevom sistemu elemenata. Teorija N. Bohra, koja je ukratko izložena u prethodnim paragrafima, davala je sve više mogućnosti za analizu ovakve periodičnosti. Mnogi rezultati ove teorije stajali su u veoma dobroj saglasnosti sa činjenicama koje sadrži Periodni sistem elemenata. S druge strane, periodičnost elemenata je poslužila i kao vrlo dobra potvrda Bohrove teorije. Tako, na primer, brojevi elemenata u jednom periodu, koji su dati na početku ovog paragrafa (42-I), stoje u dobroj saglasnosti sa brojevima kvantnih stanja koja su data izrazima (41,5) i (41,6).

U navedenim okolnostima su se postupno formirali zaključci o strukturi atoma odnosno elektronskog omotača atoma. Idući od početka Periodnog sistema, broj elektrona u atomskom omotaču raste tako da rednom broju Z u Periodnom sistemu odgovara broj elektrona u omotaču. Omotač se formira u slojevima (ljuskama), pri čemu bitnu ulogu ima kvantna priroda energije, momenta količine kretanja, orijentacije u prostoru i dr. Kad se, idući od elementa do elementa ka većim rednim brojevima, formira jedan elektronski sloj, onda se oko ovog sloja na većem rastojanju od jezgrapočinje formirati drugi sloj itd. To znači da se izgradnja slojeva periodično ponavlja odnosno kad se izgradi jedan sloj, onda se po sličnim zakonima izgrađuje sledeći sloj, što odgovara periodičnosti u sistemu elemenata. Hemijske osobine elemenata uglavnom zavise od broja elektrona u spoljašnjem elektronskom sloju. Otuda i ponavljanje hemijskih osobina.

No pri tom treba imati na umu da je elektronski omotač veoma složen u svom sastavu i da će o ovome biti više reči kasnije.

Z A D A C I

- 1) Za prve dve orbite atoma vodonika izračunati pomoću Bohrove teorije sledeće veličine:
 - a) poluprečnike orbita,
 - b) brzine kretanja elektrona,
 - c) Coulombovu silu privlačenja između elektrona i jezgra,
 - d) potencijalnu, kinetičku i ukupnu energiju elektrona.

2) Koliku talasnu dužinu u vakuumu ima foton koji atom vodonika emituje pri prelazu elektrona sa 5. na 2. orbitu? Kojoj seriji i spektru vodonika pripada ova linija i kako se ona označuje?

3) Koliku maksimalnu talasnu dužinu mora da ima radijacija elektromagnetske prirode da bi mogla da eksituje atom vodonika tako da njegov elektron sa osnovnog stanja pređe na sledeću orbitu?

4) Izraziti frekvenciju obrtanja elektrona oko jezgra pomoću ukupne energije elektrona na orbitama.

5) Izračunati razliku talasnih dužina među dvema H_α linijama u spektru, od kojih jedna potiče od običnog vodonika ${}_1H^1$, a druga od tricijuma ${}_1H^3$.

6) Ultraljubičasta svetlost talasne dužine $\lambda = 700 \text{ \AA}$ vrši fotoelektrični efekt na vodoniku u gasnom stanju, čiji se elektroni nalaze na osnovnom energetskom nivou. Izračunati maksimalnu brzinu kojom elektroni izleću iz atoma vodonika.

7) Predstaviti grafički u razmeri prva 4 energetska nivoa u atomu vodonika. Označiti moguće prelaze elektrona među njima i pokazati kojim serijama u spektru vodonika pripadaju odgovarajuće linije.

8) Gasoviti vodonik, čiji su elektroni u osnovnom stanju, eksituje se radijacijom elektromagnetske prirode i pri tom vodonik emituje samo tri talasne dužine. Izračunati talasnu dužinu radijacije koja vrši eksitaciju, kao i talasne dužine emitovanih linija.

9) Razlika talasnih brojeva između dve prve linije Balmerove serije u spektru vodonika iznosi $5\,326 \text{ cm}^{-1}$. Pomoću Bohrove teorije izračunati iz ovoga Rydbergovu konstantu.

10) Razlika talasnih dužina među prvim linijama Lymanove i Balmerove serije iznosi $5\,347 \text{ \AA}$. Pomoću poznatih vrednosti za naelektrisanje elektrona i brzinu svetlosti izračunati vrednost Planckove konstante h . Ne uračunavati kretanje jezgra.

11) Prema Bohrovoj teoriji izračunati magnetske momente elektrona koji se u atomu vodonika kreću po drugoj i četvrtoj orbiti. Pokazati da je odnos magnetskog momenta i momenta količine kretanja elektrona na odgovarajućoj orbiti isti za obe ili ma koju drugu orbitu.

12) Elektron koji se kreće brzinom od $1,785 \cdot 10^8 \text{ cm/s}$ biva „uhvaćen“ poljem pozitivnog jona vodonika i na taj način obrazuje atom vodonika u eksitovanom stanju. Kolika je energija fotona koji emituje ovaj atom vodonika pri prelazu u osnovno stanje? Rezultat izraziti u eV.

13) Frekvencija precesije elektrona (Larmorova frekvencija) u magnetskom polju indukcije B iznosi $8,5 \cdot 10^{10} \text{ Hz}$. Koliki je intenzitet polja B ako je ovo upravo na pravac magnetskog momenta spina elektrona?

14) Izračunati odnos energije elektrona usled žiroskopskog efekta spina i energije elektrona na prvoj orbiti atoma vodonika. Jačina magnetskog polja $B = 1 \text{ T}$, a ugao između tog polja i magnetskog momenta spina $\alpha = 45^\circ$.

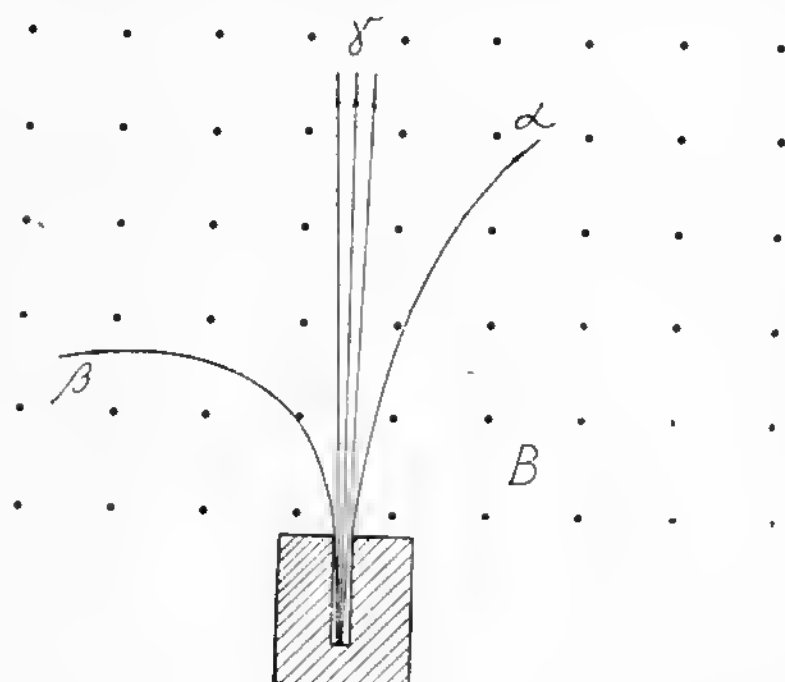
RADIOAKTIVNO RASPADANJE (ZRAČENJE)

§ 43. Tri vrste radioaktivnog zračenja

Iz atomskog jezgra mogu izlaziti tri vrste zračenja: α (alfa), β (beta) i γ (gama) zračenja.

Sve tri vrste zračenja nazvana su **z r a c i**. Tu pojavu otkrio je 1896. god. francuski fizičar **B e c q u e r e l** u soli urana. Godinu ranije (1895), Röntgen je pronašao X-zrake, koji su se odlikovali velikom prodornošću, a istovremeno orijentisali fizičare da intenzivno proučavaju ta i slična nevidljiva zračenja velike prodornosti.

Radioaktivno zračenje otkriveno je odmah zatim i kod drugih supstancija. Tako su 1898. god. **P i e r r e** i **M a r i j a C u r i e** otkrili **r a d i j u m**, koji emituje mnogo jače nego uran. I sam taj naziv potiče od zračenja. Prirodno je bilo da fizičari nisu odmah mogli utvrditi prirodu radioaktivnog



Sl. 43-1

zračenja. Sličan slučaj je bio i sa X-zracima (Röntgenovim zracima). No, ubrzo su sva ta zračenja podvrgnuta električnom i magnetskom polju. Otuda je prema ponašanju u elektromagnetskom polju utvrđeno da postoje tri vrste (Rutherford). Alfa- i beta-zruci skreću u magnetskom polju, ali na suprotne strane i sa različitim krivinama putanje, dok gama-zruci ne skreću u elektromagnetskom polju. Ta pojava se prikazuje i u elementarnim knjigama kao na sl. 43-1. Ne treba izgubiti iz vida da su ovakve trajektorije radioaktivnih zrakova u polju. Inače, kad ne bi bilo polja, ne bi skre-

tali ni alfa- ni beta-zruci. Pojava radioaktivnog zračenja pomogla je saznanju da je atom složena čestica, a uskoro da je i atomsko jezgro složene strukture.

Višegodišnja istraživanja cele plejade fizičara i hemičara dovela su do saznanja da su alfa-zruci jezgra atoma helijuma, beta-zruci elektroni, a gama-zruci svetlost (elektromagnetski talasi vrlo male talasne dužine). Prema tome, alfa- i beta-zruci su čestice, a ne svetlosni zraci. Otuda bi bilo pravilnije da se nazivaju α - i β -čestice, ali je naziv „zruci” ostao i do danas, što ne smeta kada se ima u vidu priroda tih zračenja.

Iz elementarne fizike je poznato da je jezgro atoma helijuma sastavljeno od dva protona i dva neutrona. Dakle, alfa-čestica je sastavljena od dva protona i dva neutrona. Grubo uzevši, masa alfa-čestice je oko osam hiljada puta veća od mase beta-čestice (elektrona).

Radioaktivno zračenje, koje je prvobitno otkriveno, zapaženo je samo kod nekih supstancija (elemenata). Takve supstancije su nazvane radioaktivne supstancije, odnosno radioaktivni elementi.

Godine 1934. čovek je ostvario „veštačku” radioaktivnost (Frederic Joliot i Irène Joliot Curie). Do tada se proučavala tzv. „prirodna” radioaktivnost, tj. radioaktivnost elemenata koji su po svojoj prirodi radioaktivni. Danas je poznato preko hiljadu radioaktivnih izotopa. Kako elemenata ima svega 92, to je otprilike prosečno po trinaest izotopa po elementu. Zbog toga se više ne mora odvajati prirodna od veštačke radioaktivnosti, jer je važna sama pojava, bilo da ju je uslovlila priroda u širem smislu, bilo sam čovek, odnosno priroda u užem smislu.

Prilikom emitovanja bilo koje vrste zračenja α - ili β -čestica ili gama-fotona, nastaju odgovarajuće promene u jezgru, koje su takode donekle proučene. Neosporno je da su promene različite za različite vrste zračenja. Prirodno je da se ta zračenja različito ponašaju i prilikom nailaska na okolnu supstanciju, kako u pogledu prodiranja tako i u pogledu izazivanja promena u atomima okolne supstancije na koje naidu.

Promene u jezgru koje je emitovalo bilo koju vrstu radioaktivnog zračenja proučavaćemo kasnije. Takode ćemo za kasnije ostaviti i proučavanje kretanja i uticaja radioaktivnih zračenja i čestica prilikom nailaska kroz supstanciju.

Sada ćemo proučavati zakonitosti i veličine za radioaktivna zračenja sa gledišta opštih promena radioaktivne supstancije, koja je emiter tih zraka. Ne ulazeći u unutrašnje promene jezgra, niti u praćenje emitovane čestice ili zraka, zadržaćemo se na analizi broja atoma (jezgra) koji su emitovali, odnosno koji su dezintegrirali. Tako se emitovanje jedne čestice može nazvati jednom dezintegracijom. Time je promenjeno jedno jezgro, odnosno jedan atom. To uslovljava i broj dezintegracija, koji je vrlo važan u proučavanju radioaktivnosti.

§ 44. Zakon radioaktivnog raspadanja

Rano je uočeno da se neke radioaktivne supstancije raspadaju (dezintegriraju) više nego druge. Razlike su ogromne, te je zbog toga vrlo važno uzeti u obzir veliku zajedničku opštu pravilnost tih procesa i pojava. Najbolje je poći od broja atoma radioaktivne supstancije.

Označimo sa N_0 broj atoma radioaktivne supstancije u početku posmatranja, odnosno u početku računanja vremena. Dakle, za $t = 0$ uzimamo da je broj atoma radioaktivne supstancije N_0 . Ranije smo videli da 1 cm³ gasa pri normalnim uslovima sadrži nekoliko triliona atoma, a 1 cm³ čvrstog tela na hiljade triliona, što nije teško približno odrediti prema kinetičkoj teoriji materije, koja je izložena u I knjizi.

Označimo zatim sa N broj atoma koji su posle vremena t ostali neraspadnuti, tj. broj atoma koji nisu pretrpeli dezintegraciju. Prema tome, dezintegrirano je $N_0 - N$ atoma, jer se u početku računanja uzelo u obzir da su svi atomi jednog istog elementa, a to znači da nijedan nije bio dezintegriran.

Broj atoma svih supstancija u mikroskopskim količinama je vrlo velik, pa se i za pojavu radioaktivnog zračenja uzimaju statističke zakonitosti. Elementarno izložene, te zakonitosti se manifestuju u proporcionalnosti broja dezintegracija sa brojem nedezintegriranih atoma.

Dakle, ukoliko je veći broj nedezintegriranih atoma, utoliko će biti veći i broj dezintegracija u određenom vremenskom intervalu. Uzmimo da se u vre-

vremenskom intervalu dt dezintegrira dN atoma neke supstancije. Onda je taj broj dN proporcionalan i broju N nedezintegriranih atoma i vremenskom intervalu dt . Kako se procesom dezintegriranja broj N smanjuje, može se napisati

$$dN \sim -Ndt, \quad (44,1)$$

gde je \sim označena proporcionalnost. Znak „—” uzet je zbog tog opadanja broja N kada vreme t raste. Ako se sa λ označi koeficijent proporcionalnosti, onda će zakon radioaktivnog raspadanja glasiti

$$dN = -\lambda Ndt. \quad (44,2)$$

Veličina λ se naziva radioaktivna konstanta, konstanta radioaktivnog raspadanja, konstanta raspadanja ili dezintegraciona konstanta. Odmah se vidi da je dimenzija veličine λ recipročna vrednost vremena, pa se može prikazivati u s^{-1} .

Jednačina (44,2) lako se integrira razdvajanjem promenljivih. Naime, deljenjem sa N dobiva se

$$\frac{dN}{N} = -\lambda dt.$$

Pretpostavlja se da je λ prava konstanta i da ne zavisi od vremena ni od broja N , pa se integriranjem dobiva

$$\ln N = -\lambda t + C.$$

Konstanta integriranja C izračunava se prema početnim uslovima, pa je za

$$t = 0, \quad N = N_0,$$

ili

$$\ln N_0 = 0 + C, \quad C = \ln N_0.$$

Onda je

$$\ln \frac{N}{N_0} = -\lambda t,$$

ili definitivno

$$N = N_0 \cdot e^{-\lambda t}. \quad (44,3)$$

Ovo je definitivni oblik zakona radioaktivnog zračenja (raspadanja, raspada). Prema ovom zakonu, definitivno se raspadnu (dezintegriraju) svi atomi tek posle beskonačno dugog vremena (eksponencijalni zakon opadanja veličine sa vremenom, odnosno logaritamska kriva).

Konstanta λ je različita za različite supstancije (elemente). Ta konstanta je efikasna mera za radioaktivnost. Prema njoj se može odrediti i brzina raspadanja, odnosno koji se deo prvobitnog broja atoma dezintegrirao za određeni vremenski interval.

Veličina λ se određuje mahom empirijski ili pomoću određenog vremenskog intervala, koji se prethodno odredi empirijski. Uglavnom, još nije pouzdano ustanovljena zakonitost da se, recimo, prema strukturi atoma ili jezgra izračunaju osnovne veličine ovog zakona (44,3). Vrednost λ ima neobično širok interval. Ona za neke atome iznosi na milione s^{-1} , a za neke svega trilionite delove sekunda $^{-1}$, što pokazuje da je odnos njenih ekstremnih vrednosti na trilionite puta. To znači, naime, da je λ za neku supstanciju trilionima puta veća od λ za drugu supstanciju, uzimajući ekstremne slučajeve. Zbog prirode i dimenzije te veličine λ (recipročna vrednost vremena) češće se kao karakteristika uzima određeno i specijalno definisano vreme, tzv. p e r i o d p o l u r a s p a d a (n j a).

§ 45. Period poluraspada

Kao jedna od glavnih karakteristika radioaktivnog zračenja uzima se vreme u toku kojeg se dezintegrira polovina prvobitnog broja atoma neke supstancije. Taj vremenski interval naziva se period poluraspada ili vreme poluraspada. Takav naziv jasno prikazuje prirodu toga intervala. On označuje period u toku kojeg ostaje nedezintegrirana tačno polovina prvobitnog broja atoma. Postoje i drugi nazivi za taj vremenski interval: poluvreme raspada, poluperiod ili čak „poluživot” ili „polovina života”. Prema prirodi i definiciji te veličine vidi se da to nije poluvreme, jer to nije polovina vremena, niti pak polovina života. To pokazuje sam eksponencijalni zakon, što se može vrlo lako pokazati neposrednim izračunavanjima, od kojih ćemo neka i navesti. Period poluraspada označićemo sa $t_{1/2}$. Označava se i sa T ili $T_{1/2}$.

Za $t = t_{1/2}$ biće $N = \frac{N_0}{2}$, pa je prema (44,3)

$$\frac{N_0}{2} = N_0 e^{-\lambda t_{1/2}}$$

ili

$$-\lambda t_{1/2} = -\ln 2,$$

odnosno

$$t_{1/2} = \frac{\ln 2}{\lambda} = \frac{0,693}{\lambda}. \quad (45,1)$$

Ovo je vrlo važna relacija za radioaktivno zračenje. Kada se zna $t_{1/2}$, odmah se može izračunati λ , i obrnuto. Za sada se jedna od njih dobiva empirijski.

P r i m e r. — Konstanta raspada radijuma iznosi $1,355 \cdot 10^{-11} \text{ s}^{-1}$. Koliko je vreme poluraspada radijuma?

Prema (45,1) odmah se dobiva

$$t_{1/2} = \frac{0,693}{1,355 \cdot 10^{-11} \text{ s}^{-1}} = \frac{0,693}{1,355 \cdot 10^{-11} \cdot 3600 \cdot 24 \cdot 365} \cdot \text{god.} = 1622 \text{ godine.}$$

U zavisnosti od tačnosti određivanja konstante λ , vreme poluraspada radijuma 226 iznosi od 1590 godina do 1625 godina, odnosno 1620 godina. To znači da se od neke količine radijuma 226 dezintegrira polovina broja atoma za 1620 godina. Za uran 238 vreme poluraspada iznosi oko 4,5 milijarde godina ($4,5 \cdot 10^9$ godina).

Kad je poznata veza između λ i $t_{1/2}$, može se osnovni zakon radioaktivnog raspada napisati u obliku

$$N = N_0 e^{-0,693 \cdot \frac{t}{t_{1/2}}} = N_0 e^{-\ln 2 \cdot \frac{t}{t_{1/2}}} \quad (45,2)$$

odnosno

$$\left| N = N_0 2^{-\frac{t}{t_{1/2}}} \right| \quad (45,2')$$

gde je t vremenski interval posle kojega je ostalo N nedezintegriranih atoma od prvobitnih N_0 atoma u početku računanja tog vremena.

§ 46. „Srednji život“ radioaktivnog atoma

Prema osnovnom statističkom zakonu radioaktivnog raspadanja ne može se predvideti posle kojeg će vremena pojedini atom pretrpeti dezintegraciju. Teorijski se, prema tome, svaki atom može dezintegrirati u vremenu od 0 do ∞ . Posle vremena t , međutim, od N_0 atoma ostane nedezintegrirano $N_0 e^{-\lambda t}$ atoma. U vremenskom intervalu dt između t i $t + dt$ dezintegrira se $|dN| = \lambda N dt$ atoma. Zbir trajanja života svih tih atoma iznosi $t \lambda N dt$. S druge strane, može se definisati neko „srednje vreme“, koje se dobiva kao „srednji život“ radioaktivnog atoma prema relaciji

$$\tau N_0 = \int_0^{\infty} t |dN| = \int_0^{\infty} t \lambda N dt, \quad (46,1)$$

gde je τ taj „srednji život“ radioaktivnog atoma.

Oдавде je

$$\tau = \frac{1}{N_0} \int_0^{\infty} t \lambda N_0 e^{-\lambda t} dt = \lambda \int_0^{\infty} t e^{-\lambda t} dt$$

ili

$$\tau = \frac{1}{\lambda}. \quad (46,2)$$

„Srednji život“ radioaktivnog atoma jednak je recipročnoj vrednosti konstante raspadanja.

Odmah se dobiva i veza između τ i $t_{1/2}$, odnosno

$$\tau = \frac{t_{1/2}}{\ln 2} \approx 1,44 t_{1/2}. \quad (46,3)$$

„Srednji život“ ili „prosečno vreme života“ radioaktivnog atoma ima skoro jedan i po puta veću vrednost od vremena poluraspadanja te iste supstancije.

§ 47. Brzina radioaktivnih dezintegracija

Prema osnovnom zakonu radioaktivnog dezintegriranja vidi se da je brzina tog procesa data izvodom $\frac{dN}{dt}$. Apsolutna vrednost te veličine iznosi

$$\left(-\frac{dN}{dt} \right) = \lambda N. \quad (47,1)$$

Ona se naziva **brzina dezintegracija** ili **aktivnost**. S obzirom na prirodu posmatranih procesa, ta veličina se može smatrati i brojem dezintegracija u određenoj količini radioaktivne supstancije u jednom sekundu.

Izračunaćemo broj dezintegracija u 1 s u jednom gramu radijuma 226. Tačnija vrednost atomske mase radijuma iznosi 226,0960 ajm. Konstanta λ za radijum iznosi $1,355 \cdot 10^{-11} \text{ s}^{-1}$. Onda je brzina dezintegracija

$$\frac{dN}{dt} = 1,355 \cdot 10^{-11} \cdot \text{s}^{-1} \cdot \text{broj atoma u 1g Ra.}$$

Taj broj atoma u jednom gramu radijuma određuje se prema metodu navedenom još u kinetičkoj teoriji materije. Naime, 226,0960 grama radijuma sadrže

$6,025 \cdot 10^{23}$ (Avogadrov broj) atoma.* Odatle se lako dobiva da jedan gram radijuma sadrži

$$\frac{6,025 \cdot 10^{23}}{226,096} \text{ atoma} = 2,665 \cdot 10^{21} \text{ atoma.}$$

Onda je

$$\begin{aligned} \frac{dN}{dt} &= \lambda N = 1,355 \cdot 10^{-11} \cdot 2,665 \cdot 10^{21} \frac{\text{dezintegracija}}{\text{s}} \approx \\ &\approx 3,611 \cdot 10^{10} \frac{\text{dezintegracija}}{\text{s}}. \end{aligned}$$

§ 48. Jedinice radioaktivnosti

Za jedinicu radioaktivnosti uzima se određen broj dezintegracija u sekundu, a to je mera za brzinu dezintegracije. Uglavnom postoje dve jedinice: kiri (Curie) i radzerford (rd).

1 curie (jedan kiri) je jedinica radioaktivnosti koja iznosi 37 milijardi dezintegracija u jednom sekundu:

$$1 \text{ curie} = 3,7 \cdot 10^{10} \frac{\text{dezint.}}{\text{s}} = 37,10^9 \frac{\text{dezint.}}{\text{s}}. \quad (48,1)$$

Prvobitno je ova jedinica bila povezana sa brojem dezintegracija jednog grama radijuma, što se vidi iz maločas navedenog primera. Ali danas se ta jedinica odnosi na ma koju radioaktivnu supstanciju i na ma koju vrstu radioaktivnog zračenja. Ponekad se ta jedinica odnosi na količinu radioaktivne supstancije, koja radioaktivnom emisijom pretrpi $3,7 \cdot 10^{10}$ dezintegracija u sekundu. Tako bi se curie uzimao i kao jedinica za masu radioaktivne supstancije, koja u 1 s ima $3,7 \cdot 10^{10}$ dezintegracija. Mnogo češće se upotrebljava jednostavno kao $3,7 \cdot 10^{10} \frac{\text{dezint.}}{\text{s}}$, što ćemo i usvojiti.

U poslednje vreme usvaja se i jedinica radzerford, koja se prema imenu Rutherforda označava sa rd.

Jedan radzerford iznosi milion dezintegracija u jednom sekundu:

$$1 \text{ rd} = 10^6 \frac{\text{dezint.}}{\text{s}}. \quad (48,2)$$

Veza između curie i rd je očigledna:

$$1 \text{ rd} = \frac{1}{37} \text{ m curie} = \frac{10^3}{36} \mu \text{ curie} \approx 27 \text{ mikrocurie.}$$

Umesto izraza dezintegracija mogu se upotrebljavati izrazi „raspad” ili „raspadanje”, pa je 1 curie takođe 37 milijardi atomskih raspada u 1 s.

Kao primer primene ovih jedinica izračunaćemo koliko curiea ima jedan gram urana 238. Period poluraspada iznosi $4,5 \cdot 10^9$ godina. Aktivnost je λN ,

* Ova numerička vrednost je uzeta prema novijim podacima.

gde je N broj atoma u jednom gramu urana. Taj broj se dobiva kao količnik Avogadrovog broja i 238 (tačnije 238,103). Onda je

$$\lambda N = \frac{dN}{dt} = \frac{6,025 \cdot 10^{23}}{238,103} \cdot \frac{0,693m}{4,5 \cdot 10^9 \cdot 365 \cdot 24 \cdot 3600} \cdot \frac{\text{dezint.}}{s}$$

$$= 12\,360 \frac{\text{dezint.}}{s} = 3,35 \cdot 10^{-4} \text{ milicurie.}$$

Dakle, u 1 g U^{238} dezintegrira se svega nešto više od 12 hiljada atoma u 1 s, dok se u 1 g Ra^{226} dezintegrira 37 milijardi u 1 s.

§ 49. Konstanta λ kao verovatnoća dezintegracije u jedinici vremena

Iz osnova teorije verovatnoće poznato je da oblik zakona radioaktivnog raspadanja predstavlja statistički zakon, dobiven prema teoriji verovatnoće. Ovde nećemo izvoditi taj zakon prema teoriji verovatnoće, nego ćemo samo napomenuti kakva je uloga konstante λ . Prema (44,2) imamo

$$-\frac{dN}{N} = \lambda dt. \quad (49,1)$$

Vrednost $\frac{dN}{N}$ pokazuje broj dezintegriranih atoma podeljen ukupnim brojem nezintegriranih atoma. To je istovremeno verovatnoća da se raspadne (dezintegrira) ma koji atom u vremenskom intervalu dt . Dakle λdt je verovatnoća da bilo koji atom emituje neku vrstu čestice u intervalu vremena dt . Kao i obična verovatnoća, to je neimenovan broj. Odatle se može zaključiti da je konstanta raspada λ količnik verovatnoće i vremenskog intervala dt , ili **verovatnoća u jedinici vremena**. Naravno, njena je dimenzija recipročna vrednost vremena, iako se naziva „verovatnoća u jedinici vremena”. λ je broj jednak verovatnoći da se ma koji atom radioaktivne supstancije raspadne u jednom sekundu.

Ta verovatnoća λ je ista za sve atome jedne iste radioaktivne supstancije i ona uopšte ne zavisi od starosti pojedinog atoma te supstancije. To su pretpostavke koje se usvajaju za lakše prikazivanje zakonitosti radioaktivnog raspadanja.

§ 50. Upoređivanje radioaktivnih elemenata prema aktivnosti

Radioaktivni elementi se mogu međusobno upoređivati prema broju dezintegracija u sekundu u određenoj količini te supstancije. Obično se svodi na jedan gram pojedine supstancije. Kako se aktivnost prikazuje kao λN , lako je izračunati kolika količina jedne supstancije ima isti broj dezintegracija u 1 s kao određena količina druge supstancije. Onda se konstatuje da te dve količine međusobno drže ravnotežu u radioaktivnom zračenju. Kada, na primer, atom radijuma 226 emituje α -česticu, onda se taj atom pretvori u atom mase 222, a to je atom radona. Redni broj radijuma je 88, što znači da ima 88 protona u jezgru. Emitovanjem α -čestice broj protona mu se smanjuje za dva, te ostane 86, a to je broj protona u jezgru radona.

Radon 222, tj. ${}^{222}_{86}\text{Rn}$, ima period poluraspada 3,825 dana (nešto manje od 4 dana). Prema tim podacima lako je izračunati njegovu aktivnost ili broj dezintegracija u jednom sekundu. Tačna vrednost mase iznosi 222,0869 ajm. Nas interesuje koja količina radona emituje $3,7 \cdot 10^{10}$ čestica u 1 s, tj. koja količina ima intenzitet od 1 curiea.

Tu količinu ćemo izračunati u gramima. Unapred se može zaključiti da zbog relativno malog perioda ta količina mora biti mnogo manja od jednog grama. Ona se prema prethodnom izlaganju i definiciji curiea može napisati u obliku

$$\frac{\text{curie} \cdot m_{\text{Rn}} \text{ ajm}}{\text{Avog. broj} \cdot \lambda} = \frac{3,7 \cdot 10^{10} \cdot 222,0869 \cdot 3,825 \cdot 24 \cdot 3600}{6,025 \cdot 10^{23} \cdot 0,693} \text{ g} \cdot \text{Rn}$$

$$= 6,511 \cdot 10^{-6} \text{ grama radona.}$$

Ovo elementarno računanje pokazuje da je svega nekoliko milionitih delova grama radona radioaktivno kao jedan gram radijuma.

Radioaktivnost vazduha i raznih mineralnih voda često se određuje i meri količinom radona koji se u njima sadrži. Onda nije teško preračunati i izraziti jedinicama kiri ili rd i tu vrstu radioaktivne supstancije.

Kao sledeći primer izračunaćemo koliku zapreminu zauzima pri normalnim uslovima helijum, koji emituje u obliku α -čestice jedan gram radijuma. Nećemo uzeti u obzir radioaktivnost datih produkata raspada, nego ćemo se zadržati samo na radijumu i helijumu. 1 gram radijuma emituje svakog sekunda $3,7 \cdot 10^9$ α -čestica, tj. jezgra atoma helijuma. Pri normalnim uslovima Avogadrov broj atoma gasa zahvata $22\,415 \text{ cm}^3$ zapremine. To znači da $4,0039$ atomskih jedinica mase helijuma sadrži $6,025 \cdot 10^{23}$ atoma, a istovremeno $22\,415 \text{ cm}^3$ zapremine. Označi li se sa V tražena zapremina, ona će iznositi

$$V = \frac{22\,415 \cdot 3,7 \cdot 10^{10} \cdot 3600 \cdot 24 \cdot 365}{6,025 \cdot 10^{23}} \text{ cm}^3 = 0,0434 \text{ cm}^3.$$

§ 51. Jednačina radioaktivnog niza

Prilikom radioaktivnog raspada često je i produkt raspada takođe radioaktivan. Nazovimo prvobitni element „predak“, a sledeći koji od njega nastaje „potomak“. Često se nazivaju i „roditelj“ i „ćerka“. Označimo indeksom 1 atome pretka, a indeksom 2 atome njegovog prvog potomka. Kako je i 2 radioaktivan, od njega postaje sledeći potomak 3 („unuk“ prvoga) itd.

Označimo sa λ_1 konstantu raspada prvog elementa (pretka), a sa λ_2 konstantu raspada drugog elementa, koji nastaje dezintegracijom prvog. Prema tome, to se može prikazati šemom $1 \xrightarrow{\lambda_1} 2 \xrightarrow{\lambda_2} 3$. Tako brojevi 1, 2, 3 pokazuju redni broj generacije radioaktivnih atoma.

Neka je N_0 broj atoma (jezgara) prve generacije u početku računanja vremena (za $t = 0$). U tom trenutku neka ne bude nijedan atom druge generacije. Posle vremena t neka bude N_1 atoma prve generacije koji nisu dezintegrirani. Sa N_2 označimo broj atoma druge generacije.

$$\text{Za } t = 0 \text{ biće } N_2 = 0. \quad (51,1)$$

Prema tim podacima može se napisati jednačina koja pokazuje dezintegraciju atoma druge generacije. Naime, promena broja atoma druge generacije u vremenu biće $\frac{dN_2}{dt}$ jer se i oni raspadaju. Ta promena neće biti jednaka samo veličini $-\lambda_2 N_2$,

kao obično kada nema povećanja broja atoma, nego toj veličini uvećanoj za broj atoma druge generacije koji nastaje, a to je $N_1 \lambda_1$. Onda je

$$\frac{dN_2}{dt} = \lambda_1 N_1 - \lambda_2 N_2. \quad (51,2)$$

Kako je

$$N_1 = N_0 e^{-\lambda_1 t},$$

biće

$$\frac{dN_2}{dt} = \lambda_1 N_0 e^{-\lambda_1 t} - \lambda_2 N_2. \quad (51,3)$$

Ovo je linearna diferencijalna jednačina, koja se može rešiti prema poznatim matematičkim metodima. Ali, jedan od tih metoda je očigledan i prema samom obliku ove jednačine. Naime, vidi se da se N_2 može prikazati kao eksponencijalna funkcija vremena, pa se može napisati u opštem obliku

$$N_2 = C_1 e^{-\lambda_1 t} + C_2 e^{-\lambda_2 t} \quad (51,4)$$

gde su C_1 i C_2 konstante, koje ćemo izračunati prema datim poznatim uslovima problema koji tretiramo.

Za njih su potrebne dve jednačine. Prva se nalazi iz uslova (51,1), pa je za $t = 0$

$$C_1 + C_2 = 0, \text{ ili } C_2 = -C_1. \quad (51,5)$$

Druga se dobiva zamenom (51,4) u (51,3), odnosno

$$-\lambda_1 C_1 e^{-\lambda_1 t} - \lambda_2 C_2 e^{-\lambda_2 t} = \lambda_1 N_0 e^{-\lambda_1 t} - \lambda_2 C_1 e^{-\lambda_1 t} - \lambda_2 C_2 e^{-\lambda_2 t}$$

Odavde je

$$e^{-\lambda_1 t} (\lambda_1 C_1 + \lambda_1 N_0 - \lambda_2 C_1) = 0$$

ili

$$C_1 = \frac{\lambda_1}{\lambda_2 - \lambda_1} N_0. \quad (51,6)$$

Zamena u (51,4) daje definitivno rešenje

$$N_2 = \frac{\lambda_1 N_0}{\lambda_2 - \lambda_1} \left(e^{-\lambda_1 t} - e^{-\lambda_2 t} \right). \quad (51,7)$$

Ova jednačina omogućava da se za svaki vremenski interval odredi broj atoma druge generacije prema prvobitnom broju atoma prve, uz uslov da su poznate konstante raspadanja jednog i drugog elementa (prve i druge generacije).

Aktivnost elementa druge generacije je $\lambda_2 N_2$, a ne $\frac{dN_2}{dt}$, što se vidi prema jednačini (51,2). Ona je jednaka proizvodu λ_2 i (51,7).

Na sličan način se može izračunati i broj atoma sledećih generacija. Postupak se svodi na rešavanje jednačina koje su slične navedenim, a rezultati su simetričnog oblika, u šta ovde nije potrebno ulaziti, iako bi taj postupak bio relativno lak.

ALFA-ZRACI

§ 52. Opšte osobine α -čestica

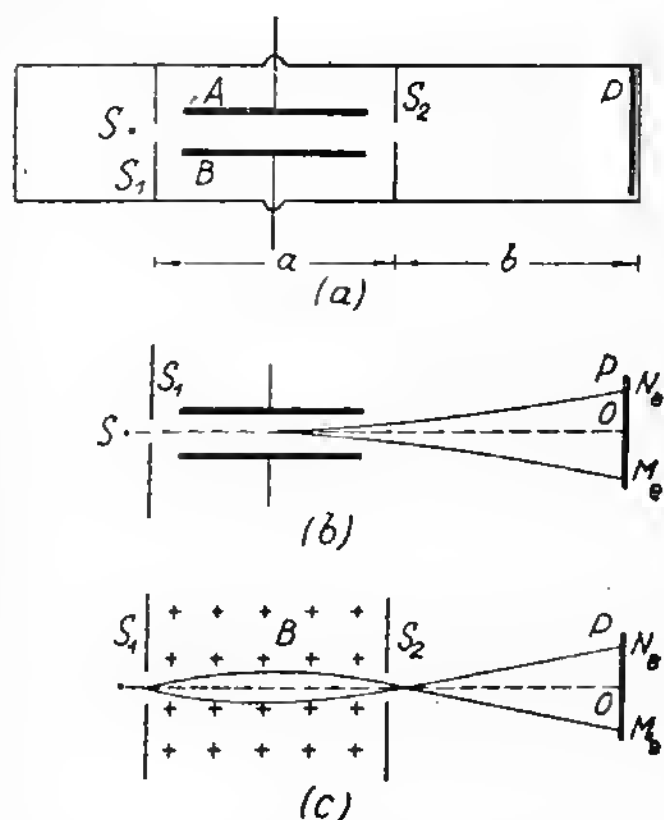
Kao što je rečeno u početku ovoga odeljka, α -zranci su korpuskularne prirode i predstavljaju jezgra atoma helijuma odnosno dvaput jonizovanog atoma helijuma. To znači da su α -čestice pozitivno naelektrisanе i da na sebi imaju dva elementarna naelektrisanja e . Zbog ovog naelektrisanja α -zranci skreću u električnom i magnetskom polju odnosno slede zakonima kretanja naelektrisanih čestica

u električnom i magnetskom polju, opisanim u II knjizi, § 18 i 77. Prilikom radioaktivne transformacije jezgra α -čestice izleću velikom brzinom, čiji je red veličina 10^7 ms^{-1} , što znači oko jedne šestine brzine svetlosti. Kad tako brze i naelektrisane čestice prolaze kroz neko telo, onda zahvaljujući sopstvenom električnom polju vrše jonizaciju atoma pored kojih ili kroz koje prođu. Pri obrazovanju svakog para jona utroši se energija koja odgovara energiji jonizacije atoma. Pošto α -zraci vrše intenzivnu jonizaciju odnosno obrazuju vrlo veliki broj jona na svom putu, jasno je da se njihova početna energija mora vrlo brzo utrošiti. Usled toga su α -zraci veoma malo prodorni. Tako ih list metala debljine 0,1 mm ili sloj vazduha od nekoliko centimetara skoro potpuno apsorbuje. Ako se posmatra jedna vrsta jezgra koja emituje α -čestice, onda sve emitovane čestice imaju istu energiju ili su, pak, njihove energije podeljene u nekoliko grupa. To znači da energije α -čestice emitovane sa nekog radioaktivnog tela imaju diskretnu strukturu i može se govoriti o energetskim spektrima α -čestica. α -čestice mogu da izvrše razne hemijske i fizičke promene u telima koja ih apsorbuju. Pri prolasku α -čestica kroz vrlo tanke listove metala ili drugih tela dolazi do njihovog rasipanja odnosno skretanja sa prvobitnog pravca. Ova skretanja su posledica interakcije α -čestica sa jezgrima atoma elementa od koga je načinjen list.

α -zraci se mogu detektovati i ispitivati na više načina. U odeljku Detekcija i merenje radioaktivnog zračenja već je opisan način i detekcija α -čestica u brojačima, proporcionalnim brojačima, jonizacionoj komori, maglenoj komori i nuklearnim emulzijama.

§ 53. Određivanje specifičnog naelektrisanja α -čestica

U II knjizi, § 78, opisan je Thomsonov metod za određivanje specifičnog naelektrisanja elektrona e/m . Na sličan način, skretanjem α -čestice u magnetskom i električnom polju određeno je specifično naelektrisanje α -čestice q/m . Aparatura je predstavljena na sl. 53-1. U evakuiranoj cevi nalazi se radioaktivni izvor S ispred dva uzana horizontalna razreza S_1 i S_2 . Na desnom kraju cevi nalazi se fotografska ploča P . Razrezi se nalaze na rastojanju a , a fotografska ploča P nalazi se na rastojanju b od drugog razreza. Između S_1 i S_2 postavljene su ravne ploče za elektrostatičko skretanje. U istom prostoru može se obrazovati magnetsko polje koje stoji upravno na ravan crteža. Kad se uključi samo elektrostatičko polje, onda se α -čestica kreće po paraboličnoj putanji pod dejstvom polja, a zatim produžuje pravolinijski do tačke M_e odnosno N_e , već prema smeru polja sl. 53-1b. Ako među razrezima obrazujemo sada samo magnetsko polje koje je upravno na ravan crteža, onda će se čestice prema smeru polja kretati prema sl. 53-1c.



Sl. 53-1

Uzimajući relacije Thomsonovog metoda iz elektrostatičkog skretanja dobiva se odnos $\frac{q}{mv^2}$. Ako sada u ovom prostoru obrazujemo samo magnetsko polje B ,

onda će se α -čestica među razrezima kretati po krugu poluprečnika r , a kada prođu kroz drugi prorez, produžuju pravolinijski do fotografske ploče. Uzimajući u obzir zakone kretanja čestica u magnetskom polju i geometrijske relacije predstavljene na slici, dobiva se $2 r M_b N_b = a(a + b)$. Kad se na ovaj način odredi poluprečnik

putanje, može se dobiti odnos $\frac{q}{mv}$, a iz dobivena dva odno-

sa može se sada odrediti $\frac{q}{m}$ i v . Za specifično naelektrisanje

α -čestice dobiva se na ovaj način vrednost $\frac{q}{m} = 4826 \text{ C g}^{-1}$.

Dobivena vrednost za specifično naelektrisanje α -čestice odgovara specifičnom naelektrisanju dvaput jonizovanog atoma helijuma odnosno jezgra helijumovog atoma.

S druge strane, pomoću posebnog eksperimenta moglo se dokazati da α -čestice predstavljaju atome helijuma. Ovaj eksperiment je izveden na sledeći način. Na slici 53-2 predstavljena je dvostruka staklena cev. Unutrašnja cev A ima veoma tanke zidove kroz koje mogu da prođu α -čestice. Spoljašnja cev B je debelih zidova i u nju se kroz bočni otvor može dovoditi živa. Gornji deo ove cevi je sužen u kapilaru C , u kojoj su zatopljene dve elektrode. Spoljašnja cev B i kapilara C evakuisane su pre početka eksperimenta. U unutrašnju cev A ubačen je radon, koji emituje α -čestice. Zahvaljujući svojim velikim brzinama α -čestice prolaze kroz tanak zid ove cevi, ali ne mogu da izađu dalje iz cevi B . To znači da su α -čestice prinuđene da ostanu u spoljašnjoj cevi B . Posle izvesnog vremena se gas iz spoljašnje cevi pomoću žive komprimuje u kapilaru C , u kojoj se pomoću električnog napona može obrazovati električno pražnjenje koje daje svetlost. Kad se ova svetlost analizira spektralnim aparatom, može se ustanoviti da se radi o gasu helijumu.

Ako se ovakav eksperiment uporedi sa rezultatom dobivenim za specifično naelektrisanje α -čestice, koje odgovara jezgru helijuma, onda ovo u dovoljnoj meri potvrđuje da α -čestice predstavljaju dvostruko jonizovane atome helijuma.

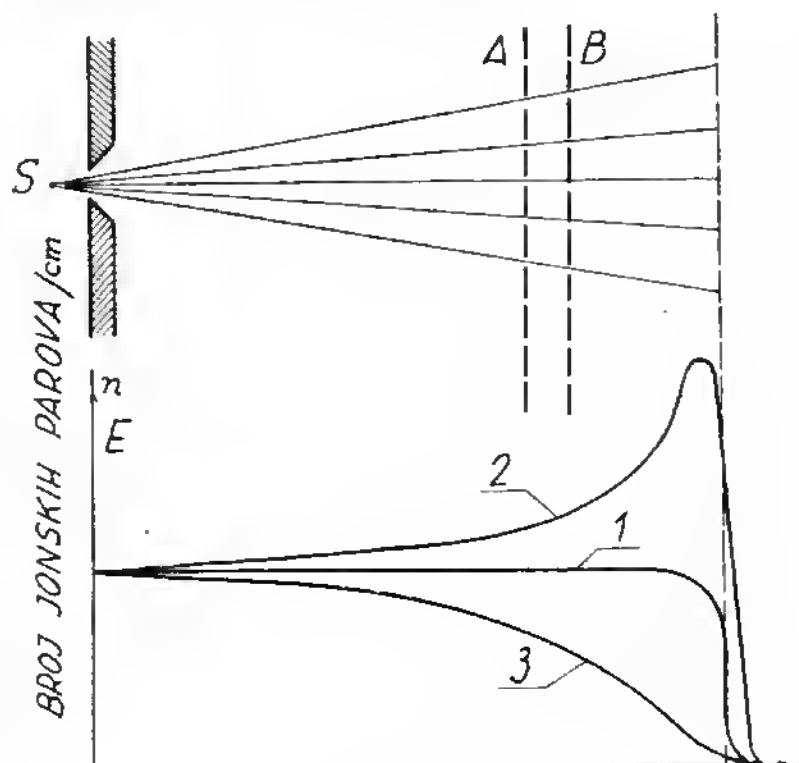
Masa α -čestice mogla je biti određena pomoću skretanja iste u magnetskom polju Wilsonove komore. I ovim putem je ustanovljeno da α -čestica ima masu koja je oko četiri puta veća od mase atoma vodonika.

Na ovaj način je sa sigurnošću utvrđeno da α -čestica ima naelektrisanje od $+2e$ i masu od četiri atomske jedinice mase.

§ 54. Apsorpcija α -zraka u gasovima

Kao što je rečeno u § 52, α -zraci jonizuju gasove pri prolasku kroz njih. Usled gubitka energije na jonizaciju α -zraci se pre ili posle zaustavljaju u gasovima. Dužina putanje α -zraka u gasovima bila je veoma podesna za ispitivanja α -zračenja uopšte. Putanja jedne α -čestice u vazduhu može se veoma lepo posmatrati pomoću Wilsonove maglene komore, pa je zahvaljujući tome ova putanja bila pristupačna posmatranju i raznim ispitivanjima. Pokazalo se da domet ili dužina putanje α -zraka u vazduhu zavisi najpre od energije kojom je emitovan, a zatim

od broja jona koje obrazuje na svom putu kroz gas. Da bi odredio broj jonskih parova koji obrazuje α -čestica na jednom cm svoje putanje, W. H. Bragg je upotrebio aparaturu koja je principijelno predstavljena na sl. 54-1. Uzani snop α -zraka je propušten kroz olovnu blendu. Na put ovih α -zraka mogu se postaviti dve elektrode, *A* i *B*, od finih metalnih mrežica. Ove dve elektrode su paralelne i na malom međusobnom rastojanju, a njihove ravni stoje upravno na ravan crteža. Elektrode se mogu pomerati duž snopa α -zraka. α -zruci jonizuju vazduh oko elektroda, a elektrode skupljaju obrazovane jone ako se između njih stavi električni napon. Merenjem jonizacione struje zasićenja među elektrodama meri se sada i broj nastalih jona na mestu gde se nalaze elektrode.



Sl. 54-1

Na grafikonu ispod slike označene su tri krive. Kriva 1 predstavlja broj α -čestica koje se na tom rastojanju od izvora nalaze u snopu. Ovaj broj α -čestica može se lako odrediti scintilatorom ili brojačem. Vidi se da broj α -čestica ostaje konstantan sve do blizu mesta dokle dopiru α -zruci, a zatim njihov broj naglo pada na 0. Ovo pokazuje da sve α -čestice u snopu imaju približno isti domet, a iz toga izlazi zaključak da imaju i iste energije. Kriva 2 predstavlja raspored specifičnih jonizacionih moći α -čestica na njihovom putu. Specifična jonizaciona moć predstavlja broj jona koji obrazuje α -čestica na jedinici dužine svoga puta. Naravno, ova veličina zavisi od energije jonizacije molekula gasa i od pritiska gasa. Ova kriva je dobivena opisanim merenjima pomoću pokretnih elektroda *A* i *B*. Deljenjem dobivene jonizacione struje zasićenja sa naelektrisanjem jona dobiva se ukupni broj jona koji obrazuju sve α -čestice u gasu među elektrodama. Daljim deljenjem dobivenog broja brojem α -čestica, prema krivoj 1, dobiva se broj jona koji obrazuje jedna α -čestica na putu koji odgovara rastojanju elektrona. Kada se zna rastojanje među elektrodama, onda se lako može ovaj broj preračunati na 1 cm dužine. Ovako dobivene specifične moći jonizacije α -čestice duž njihovog puta nanese su na krivoj 2. Na krivoj 3 nanese su energije α -čestica u funkciji njihovog puta. Kada se zna broj jona koji obrazuje α -čestica na putu od 1 cm i energija koja je potrebna za obrazovanje svakog para jona, onda se može konstruisati kriva 3.

Iz grafikona se vidi da jonizaciona moć α -čestice raste počev od njenog izvora i dostiže maksimum blizu kraja njenog dometa, tačnije na oko 4 mm od kraja putanje. To znači da specifična jonizaciona moć zavisi od energije čestice. U početku putanje, kada je energija čestice velika, moć jonizacije je relativno mala, što je uglavnom posledica velike brzine čestice tako da nema dovoljno vremena za procese jonizacije. Pri izvesnoj relativno maloj brzini postoje optimalni uslovi za jonizaciju i na tom mestu kriva dobiva maksimum. Uzroci daljnjeg naglog opadanja jonizacije potiču od drugih složenih faktora, o kojima ovde ne može biti reči.

Kao primer navodimo sledeće brojne vrednosti specifične moći jonizacije jedne α -čestice. Ako α -čestica prolazi kroz vazduh pod normalnim atmosferskim pritiskom od 760 mm Hg i temperature 20°C, ona na putu od 1 cm obrazuje

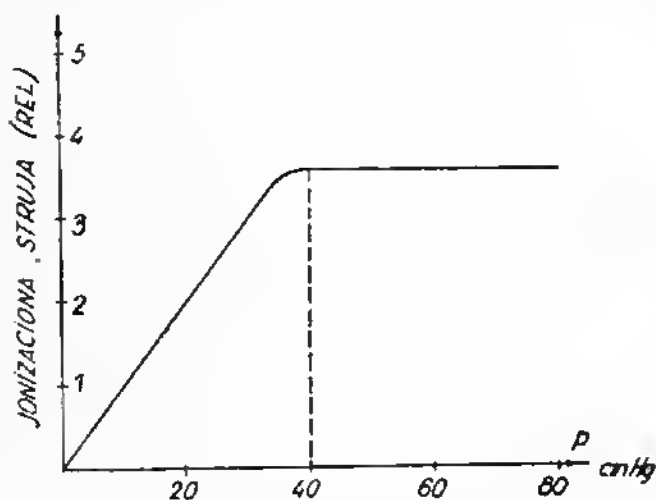
$2 \cdot 10^4$ jona ako ima brzinu od $2 \cdot 10^9$ cm s⁻¹. Međutim, ako čestica ima brzinu od $0,82 \cdot 10^9$ cm s⁻¹, njena specifična moć jonizacije raste na $71 \cdot 10^4$ pari jona po cm putanje.

U više slučajeva se posmatra tzv. integralna emisiona moć. Ona predstavlja ukupan broj pari jona koji obrazuje jedna α -čestica na celom svom putu kroz vazduh. Naravno da ova integralna jonizaciona moć zavisi od vrste α -čestice odnosno od njene energije. Ako, npr., α -čestica koju emituje RaC' prolazi kroz vazduh pod normalnim atmosferskim pritiskom i 15°C, ona na celom svom putu obrazuje $2,2 \cdot 10^5$ pari jona.

§ 55. Domet α -čestice

Dužina putanje α -čestice kroz vazduh se obično naziva domet α -čestice. Domet se odnosi na vazduh pod normalnim pritiskom i sobnom temperaturom. Inače se uvek može prevesti i na neki drugi pritisak, pa i na drugi gas. Pri ovome treba imati u vidu da u osnovi domet α -čestice zavisi najpre od njene energije, a zatim od energije jonizacije molekula gasa i gustine gasa odnosno pritiska.

Domet α -zraka može se odrediti i prema jonizacionoj krivulji na sl. 54-1 u prethodnom paragrafu. Međutim, ovakvo određivanje nije podesno zbog prilično neodređenih graničnih delova krivulje. Tačnije određivanje dometa α -zraka može se sprovesti i pomoću sferne jonizacione komore u čijem centru se nalazi izvor α -čestica. Spoljašnja metalna sfera komore služi kao jedna elektroda. Kao druga elektroda služi mala metalna kuglica u centru sfere na koju je stavljen izvor α -zraka. U komoru je stavljen vazduh čiji se pritisak može menjati kontinualno. Tada se meri jonizaciona struja zasićenja pri različitim pritiscima. Kada je pritisak mali, domet α -čestice je znatno veći od poluprečnika sferne komore. Tada α -čestica samo jednim delom svoje energije obrazuje jonske parove, jer, pre nego što iscrpe svu svoju energiju, pada na zid komore i gubi energiju. Ovde treba imati



Sl. 55-1



Sl. 55-2

u vidu i činjenicu da je pri malim pritiscima i gustina gasa mala, pa se na 1 cm putanje obrazuje mali broj jonskih parova. Usled toga je pri malim pritiscima jonizaciona struja mala. Ukoliko se pritisak povećava, raste gustina gasa i broj jonskih parova, pa time i jonizaciona struja. Ovakav porast jonizacione struje kao funkcija pritiska predstavljen je grafički na sl. 55-1. Porast jonizacione struje javljaće se dotle dok pritisak ne naraste toliko da se domet α -čestice izjednači sa poluprečnikom sferne komore. Pri daljem povećanju pritiska domet postaje manji od polu-

prečnika sferne komore, a broj obrazovanih parova jona ne zavisi više od daljnijeg povećanja pritiska. Znači da se domet α -čestice izjednačuje sa poluprečnikom komore na onom pritisku na kome krivulja prelazi u horizontalu. Pošto je domet obrnuto proporcionalan pritisku, lako se preračunava na normalni atmosferski pritisak. Domet α -čestica može se lepo posmatrati i u Wilsonovoj maglenoj komori. Na slici 55-2 predstavljen je fotografski snimak čitavog snopa α -čestica u maglenoj komori. Ako je izvor α -zraka samo jedna određena radioaktivna supstancija, onda će najveći broj α -zraka imati isti domet. Samo jedan mali procenat α -čestica u nekim slučajevima će pokazati veću energiju odnosno veći domet. Neke radioaktivne supstancije emituju α -zrake sa 3 i više različitih energija. Uopšte uzevši, dometi α -čestice sa jedne radioaktivne supstancije ne mogu imati proizvoljne vrednosti, već se grupišu u nekoliko grupa energije. To znači da je energija α -čestica diskretne strukture. Ukupni broj α -čestica u pojedinim energetske grupama podleže zakonima statistike odnosno kad se radi o velikom broju α -čestica, onda je svaka pomenuta energetska grupa zastupljena u određenom iznosu.

U sledećoj tablici (55-I) date su neke vrednosti dometa energije α -čestica za nekoliko poznatih prirodnih radioaktivnih supstancija koje emituju α -zrake.

Tablica 55-I DOMET (ENERGIJA) ALFA-ZRAKA

Radioaktivna supstancija	Domet (760 mm Hg, 15°C) cm	Energija MeV
Polonijum	3,842	5,298
Radon	4,051	5,486
Radijum A	4,657	5,998
Toron	5,004	6,282
Torijum A	5,638	6,774
Radijum C'	6,907	7,680
	7,792	8,277
	9,04	9,066
	11,51	10,505
Torijum C'	8,570	8,776
	9,724	9,488
	11,580	10,538

Iz tablice se vidi da radium C' emituje α -zrake sa 4 energetske grupe, a torijum C' sa 3 grupe. Ovde se, prema tome, može govoriti o diskretnoj energiji α -čestica odnosno o α -spektrima.

Jasno je da domet α -čestica zavisi od početne energije čestice, zatim od pritiska gasa i energije jonizacije molekula gasa. Za vazduh, na primer, energija jonizacije molekula iznosi 34,8 eV i ona je nezavisna od brzine čestica. Iz ovoga se vidi da α -čestica može na svom putu obrazovati najviše onoliko pari jona koliko je puta njena početna energija veća od energije jonizacije molekula vazduha. Ovo je najvažniji faktor koji određuje domet α -čestice. Pošto je početna energija α -čestice zavisna od početne brzine, može se napisati i jednostavna empirijska relacija medu dometom R i početnom brzinom α -čestice v :

$$R = av^3, \quad (55,1)$$

gde je $a = \text{const} = 9,6 \cdot 10^{-28}$, ako se R izrazi u cm i v u cm s^{-1} .

Već je ranije napomenuto da energija α -čestica zavisi od radioaktivne konstante λ . Ovde navodimo empirijski postavljen Geiger-Nuttallov zakon:

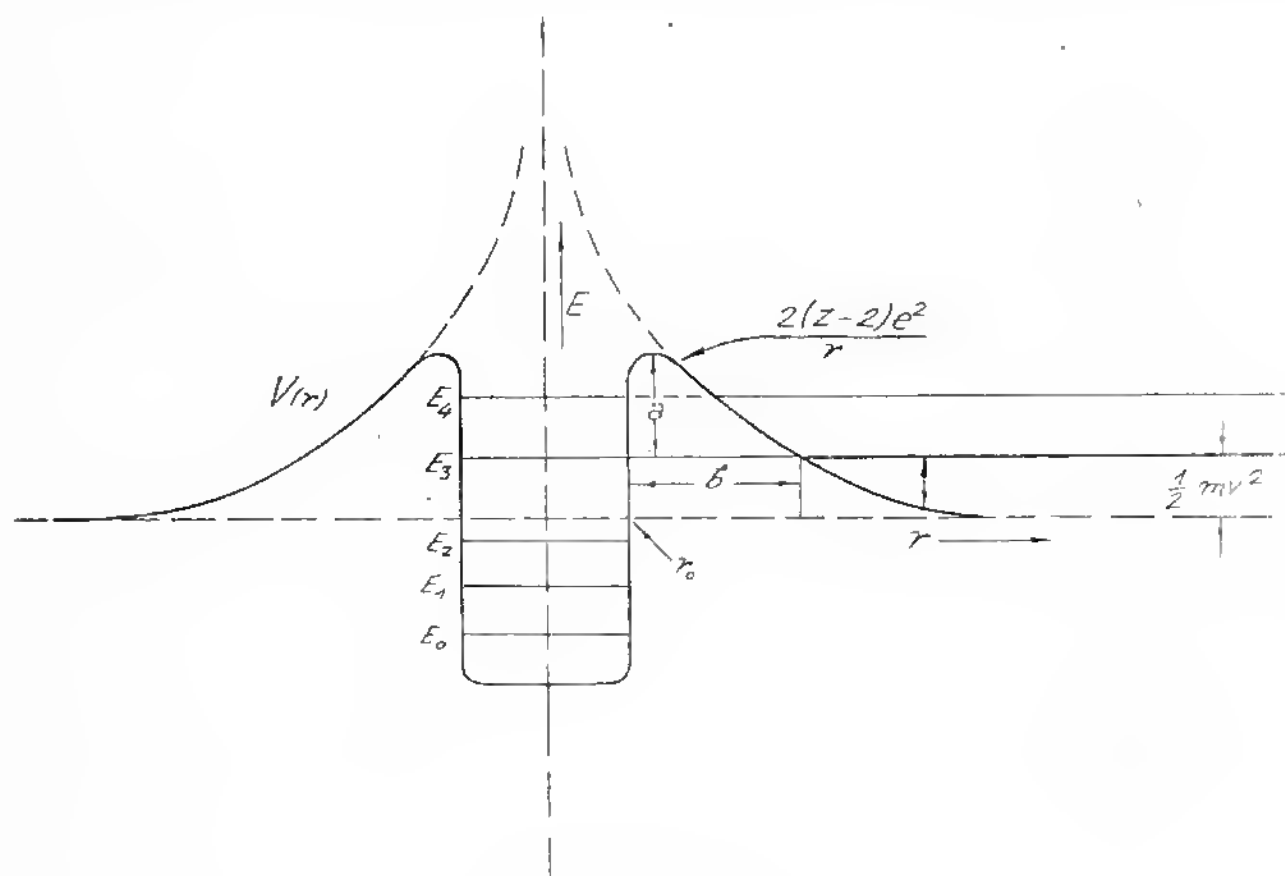
$$\log R = A \log \lambda + B, \quad (\S 5,2)$$

gde je R izraženo u cm, λ u s^{-1} , a A i B su konstante, od kojih B zavisi od vrste radioaktivne supstancije koja emituje α -čestice.

Na fotografijama koje predstavljaju snimke u maglenoj komori mogu se primetiti izvesna skretanja α -putanje od pravolinijskog pravca koja se javljaju pri kraju putanje α -čestice. Ovo se objašnjava time što α -čestice na kraju svoje putanje imaju malu energiju odnosno malu brzinu i pod dejstvom polja okolnih molekula vazduha mogu lako da budu skrenute. To se ne dešava u početku putanje kada je energija čestice vrlo velika, pa su za njeno skretanje potrebna i mnogo veća polja.

§ 56. Teorija α -dezintegracije

Emisija α -čestica nastaje pri transformaciji odnosno dezintegraciji jezgra atoma radioaktivne supstancije. Proces emisije α -čestica može se analizirati na osnovu Gamovljevog praga u jezgru atoma koji se transformiše. Na slici 56-1 prikazan je dijagram potencijalnih energija prema Gamovu. α -čestica u jezgru može da zauzme seriju diskretnih energetske stanja koja su na grafikonu predstavljena nivoima od E_0 do E_4 . Razumljivo je da α -čestica može da napusti



Sl. 56-1

jezgro samo onda ako joj je energija veća od 0-tog nivoa. To znači da se emisija α -čestica može izvršiti samo sa nivoa E_4 i E_3 . Jezgro koje se transformiše možemo smatrati sastavljenim iz jezgra sledećeg atoma koji se obrazuje posle dezintegracije i α -čestice. Novonastalo jezgro se obično naziva jezgro-prodakt. Označimo masu jezgra produkta sa M . Jezgro produkta M i α -čestica nalaze se zajedno u jezgru na rastojanju koje je promenljivo i koje ćemo označiti sa r . Označimo sa r_0 ovo rastojanje za koje je potencijalna energija jednaka 0. Ako je $r < r_0$, onda je potencijalna energija negativna i α -čestica ne može da napusti jezgro. Emisija α -čestica može da nastupi samo ako je potencijalna energija viša od 0 odnosno ako je $r > r_0$.

Usled Coulombove sile javlja se potencijal V , koji se za razna rastojanja r može izračunati prema (CGS-sistem)

$$V = \frac{(2e)(Z-2)e}{r}, \quad (56,1)$$

gde je e elementarno naelektrisanje, a Z redni broj atoma koji se transformiše. Iako je ovaj potencijal odnosno potencijalna energija pozitivna u energetskim nivoima E_3 i E_4 , ipak prema klasičnoj teoriji α -čestica ne bi mogla da napusti jezgro, jer mora da pređe preko potencijalnog praga. Za nivo E_3 , npr., visina potencijalnog praga iznosi a , a dužina b . Međutim, prema kvantno-talasnoj teoriji α -čestica ima izvesnu malu ali ipak konačnu verovatnoću da izađe iz jezgra u slučaju da a i b nisu suviše veliki. Prema kvantno-talasnoj mehanici, talasni paket koji predstavlja α -česticu nalazi se jednim delom izvan potencijalne barijere. Ako se talasni paket vremenom difuzno širi, onda se time povećava i deo talasa koji se nalazi izvan potencijalne barijere. Verovatnoća da se α -čestica nalazi na izvesnom mestu proporcionalna je kvadratu talasne funkcije na tom mestu (§ 68). To znači da ipak α -čestica ima šanse da izađe iz jezgra, iako je njena potencijalna energija manja od potencijalne barijere za veličinu a ako se radi o energetskom nivou E_3 . Označimo sa $e^{-\gamma}$ ovu verovatnoću da α -čestica prođe potencijalnu barijeru visine a i širine b , a pri jednom udaru o potencijalni prag. Zakoni koji važe za unutrašnjost jezgra atoma favoriziraju stanje u kojima sve moguće α -čestice u jezgru imaju istu energiju. U takvom slučaju se može sprovesti i sledeća jednostavna analiza. Neka je v srednja brzina kretanja α -čestice u jezgru. Između svaka dva uzastopna udara o potencijalnu barijeru α -čestica pređe jedanput prečnik jezgra $d_0 = 2r_0$. Izračunajmo sada koliko puta će α -čestica udariti o potencijalnu barijeru za vreme jednog perioda (vremena poluraspada) T . Ovaj broj dobivamo jednostavno deljenjem ukupnog pređenog puta α -čestice prečnikom jezgra, odnosno ovaj broj je predstavljen izrazom

$$\frac{vT}{2r_0}. \quad (56,2)$$

Broj udara α -čestice u jedinici vremena biće onda dat sa

$$\frac{v}{2r_0}. \quad (56,3)$$

Ovaj broj udara u jedinici vremena podesnije se izražava u kvantno-talasnoj mehanici pomoću de Broglieove talasne dužine koja odgovara prečniku jezgra. Za α -česticu mase m koja se nalazi u unutrašnjosti jezgra ($r < r_0$) može se, dakle, izvršiti zamena prema de Broglievoj relaciji, pa se za broj udara α -čestice u jedinici vremena dobiva

$$\frac{v}{2r_0} = \frac{h}{4mr_0^2}. \quad (56,4)$$

Ako je $e^{-\gamma}$ verovatnoća prolaska α -čestice kroz potencijalni prag za jedan udar, onda će verovatnoća u jedinici vremena biti data proizvodom broja udara α -čestice u jedinici vremena i verovatnoće $e^{-\gamma}$. Ova verovatnoća prolaska α -čestice kroz potencijalni prag u jedinici vremena predstavlja verovatnoću transformacije jezgra u jedinici vremena, a to nije ništa drugo nego radioaktivna konstanta λ . Prema tome, radioaktivna konstanta može se predstaviti sa

$$\lambda = \frac{h}{4mr_0^2} e^{-\gamma}. \quad (56,5)$$

Verovatnoća $e^{-\gamma}$ može se rešiti pomoću Schrödingerove jednačine za slučaj da je ova verovatnoća mala i ako α -čestica normalno izlazi iz jezgra. Tada kvantno-talasna mehanika daje vrednost za veličinu γ , a time se dobiva sledeća relacija za radioaktivnu konstantu

$$\ln \lambda = \ln \frac{h}{4mr_0^2} - \frac{8\pi^2 e^2 (Z-2)}{h v} + \frac{16\pi e}{h} \sqrt{m(Z-2)r_0}. \quad (56,6)$$

Ovako dobivena relacija stoji u saglasnosti sa eksperimentalno dobivenim odnosima među brzinama α -čestica i radioaktivne konstante. Ova relacija je pomoću dometa α -čestice izražena Geiger-Nuttallovim zakonom (55,2), koji je postavljen na osnovu eksperimentalnih merenja.

Poslednja teorijski dobivena relacija isto tako može da posluži za objašnjenje veoma različitih vrednosti za radioaktivnu konstantu α -emisija od različitih vrsta jezgara.

Prilikom dezintegracije jezgra sa α -emisijom nastaju od jezgra koje se dezintegriše dve čestice: novonastalo jezgro (produkt) mase M i α -čestica mase m . Obe čestice moraju se sma-

trati izolovanim sistemom tela, pa za njih važi zakon o održanju količine kretanja. Ako α -čestica dobije brzinu v u jednom pravcu, onda ostatak jezgra odnosno produkt dobiva brzinu v' u istom pravcu ali suprotnom smeru, tako da važi zakon o održanju količine kretanja

$$Mv' = mv. \quad (56,7)$$

Ova pojava da jezgro koje emituje α -česticu dobiva „trzaj unazad“ naziva se uzmak jezgra.

Na osnovu ovoga se može odmah zaključiti da se energija, koja se pri dezintegraciji oslobodi, raspodeljuje na energiju α -čestice, E_α , i energiju uzmarka jezgra, E_n . Prema zakonu o održanju energije, za energiju dezintegracije E_d važi

$$E_d = E_\alpha + E_n. \quad (56,8)$$

Uzimajući u obzir relaciju (56,7) održanja količine kretanja, dobiva se odnos

$$\frac{E_d}{E_\alpha} + \left(1 + \frac{m}{M}\right). \quad (56,9)$$

Uzimajući u obzir opisane energetske nivoe α -čestice u jezgru, energiju dezintegracije i eventualnu emisiju kvanta, mogu se na zadovoljavajući način objasniti spektri α -čestica, relativni broj α -čestica u pojedinim energetskim grupama, kao i ostale pojave koje se javljaju prilikom dezintegracije jezgra.

BETA-ZRACI

§ 57. Opšte karakteristike β -zraka

Već u prvoj fazi razvoja nuklearne fizike, odnosno ubrzo posle otkrića radioaktivnosti, bilo je ustanovljeno da se β -zraci sastoje od negativnih elektrona. Oni su se ponašali sasvim slično veoma brzim katodnim zracima. Skretanje β -zraka u električnom i magnetskom polju, snimci putanje β -zrakova u maglenoj komori, ispitivanja sa brojačima i drugi eksperimenti potvrdili su na više načina da jedna β -čestica predstavlja jedan elektron.

Može se reći da je osnovna priroda β -zraka bila relativno lako i sigurno ustanovljena još pri prvim ispitivanjima radioaktivnog zračenja, ali je zato njihova analiza ostala i do danas veoma složena i teška. Okolnosti pod kojima se javljaju β -zraci i njihove osobine skopčane su sa mnogo veoma složenih faktora, čije je ispitivanje obično kompleksan i težak problem.

Raznim eksperimentalnim ispitivanjima i analizama moglo se ustanoviti da β -zraci potiču iz jezgra atoma. Međutim, tada se nameće pitanje kako nastaju β -čestice u jezgru koje ih inače ne sadrži. To je dugi niz godina bio otvoren i težak problem. Tek je u poslednje vreme sa većom sigurnošću utvrđeno da β -čestice nastaju konverzijom neutrona u proton i elektron:

$${}_0n^1 \rightarrow {}_1p^1 + {}_{-1}e^0. \quad (57,1)$$

Pošto pri ovakvoj transformaciji obrazovani elektron izleće iz jezgra kao β -čestica, onda se transformacija jezgra sastoji u tome što jedan neutron prelazi u proton, a time se redni broj Z jezgra povećava za 1 odnosno na $Z + 1$. Prema zakonu o održanju energije ovaj proces je moguć samo ako novonastalo jezgro ima manju masu od prvobitnog odnosno ako je $M_z < M_{z+1}$. Naime, emisija β -čestice je skopčana sa zračenjem energije, pa novonastalo jezgro ostaje sa manjom energijom, što pak vodi ka manjoj masi, uzimajući u obzir Einsteinovu relaciju za energiju i masu. Eksperimenti pokazuju da na ovaj način nastali elektron ostaje u jezgru veoma kratko vreme, odnosno on tako reći odmah biva izbačen kao β -čestica. Ovu činjenicu da β -čestica ostaje u jezgru samo za ekstremno kratko vreme potvrđuje i kvantno-talasna teorija. Međutim, i po ovoj teoriji trebalo bi da dođe do jakih privlačenja između pozitivnog jezgra i ovakvog negativnog elektrona. Eksperimenti ipak ne daju nikakvu evidenciju o ovakvom privlačenju.

Određivanje specifičnog naelektrisanja $\frac{e}{m}$ izvršeno je i za β -česticu na sli-

čan način kao što je to učinjeno za katodne zrake Thomsonovim metodom. Ovde su aparature bile modifikovane samo toliko što β -čestice imaju mnogo veću brzinu, pa je i za njihovo skretanje bilo potrebno primeniti mnogo jača polja. No pri ovome se kod β -čestice javljala mnogo složenija okolnost zbog relativističkih faktora. Naime, β -čestice imaju velike brzine, koje se približavaju brzini svetlosti. Tada relativistički porast mase postaje značajan. Prema Einsteinovoj relaciji važi

$$m = \frac{m_0}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}}, \quad (57,2)$$

gde je: m — masa β -čestice u pokretu,

m_0 — masa elektrona u miru,

v — brzina β -čestice,

c — brzina svetlosti.

Kako se kod β -čestica brzina v približava brzini svetlosti, onda masa β -čestice može pri velikim brzinama biti znatno veća od mase elektrona u miru. Ova činjenica umnogome komplikuje pomenuto merenje $\frac{e}{m}$, ali je ovo pružilo mogućnost

za proveravanje Einsteinove odnosno Kaufmannove relacije. Eksperimentalna ispitivanja stoje u saglasnosti sa relacijom (57,2).

Putanje brzih β -čestica ispitivane su i u maglenoj komori prilikom sudara sa elektronima u miru. Analizom ugla raštrkavanja elektrona posle sudara takode je potvrđena Kaufmannova relacija.

Kod β -čestica se mogla posmatrati i tzv. elektromagnetska masa elektrona. Elektron ima vrlo veliko naelektrisanje u odnosu na svoju masu. Prilikom kretanja elektron obrazuje i električno i magnetsko polje koje je, pak, uslovljeno postojanjem energije električnog i magnetskog polja. Ta energija koju obrazuje elektron posredstvom električnog i magnetskog polja odgovara energiji koja se dobiva izražavanjem mase elektrona pomoću energije prema Einsteinovoj relaciji.

Analize sa ovakvom elektromagnetskom masom pokazale su se ispravnim ukoliko se radi o naelektrisanim česticama malih brzina koje se mogu zanemariti u odnosu na brzinu elektromagnetskih talasa. Jedna naelektrisana čestica pri svom kretanju povlači sa sobom i polje koje obrazuje. Ovakvo pokretanje polja može da se izvrši samo uz ulaganje rada. Usled toga se čestica koja se ubrzava ponaša kao da ima inerciju, a to odgovara čestici koja trpi ubrzanje.

Medutim, ako takva čestica sa elektromagnetskom masom postigne brzine koje se približuju brzini svetlosti, nastaju izvesna odstupanja koja se tumače teorijom relativnosti. Ukazano je pri tom na tendenciju da se linije sile koje polaze sa čestice postave u pravac upravan na brzinu čestice ako se ona kreće velikim brzinama koje se približuju brzini svetlosti. Isto tako je učinjen pokušaj da se označena odstupanja protumače kontrakcijom prostora u pravcu kretanja, saglasno teoriji relativnosti. Medutim, metodi eksperimentalnog merenja nisu davali dovoljno tačnosti da bi se ovo moglo sa sigurnošću meriti.

Eksperimentalna ispitivanja energija β -čestica sa jednog radioaktivnog tela pokazala su da u takvom β -zračenju postoje dve komponente. Jedna komponenta pokazuje diskretnu strukturu a druga ne, odnosno jedna komponenta ima linijski spektar, dok druga komponenta daje kontinualni spektar. Raznim proveravanjima ustanovljeno je da linijski spektar β -zraka potiče od sekundarne emisije elektrona.

Naime, jezgra prilikom radioaktivne transformacije emituju i γ -zrake. γ -zranci prolazeći kroz elektronski omotač mogu da stupe u interakciju sa elektronima i da ih izbace iz svojih putanja. Pošto γ -zranci pri radioaktivnim transformacijama imaju veliku energiju, onda i ovakvi sekundarni elektroni po svojim energijama odgovaraju β -česticama koje potiču iz jezgra. Mehanizam opisane emisije sekundarnih elektrona daje prednost izvesnim energijama, pa se zato javlja diskretna struktura raspodele energija među β -česticama nastalim na ovaj način. β -čestice koje potiču iz jezgra imaju kontinualnu raspodelu. Onda se spektar β -zraka sastoji od kontinualnog spektra, preko koga se superponira opisani linijski spektar.

Teški radioaktivni elementi emituju uglavnom negativne β -čestice odnosno negativne elektrone. Međutim, veštački radioaktivni izotopi, koji se po svom rednom broju nalaze bliže sredini Periodnog sistema, pretežno emituju pozitivne β -čestice, odnosno pozitrone.

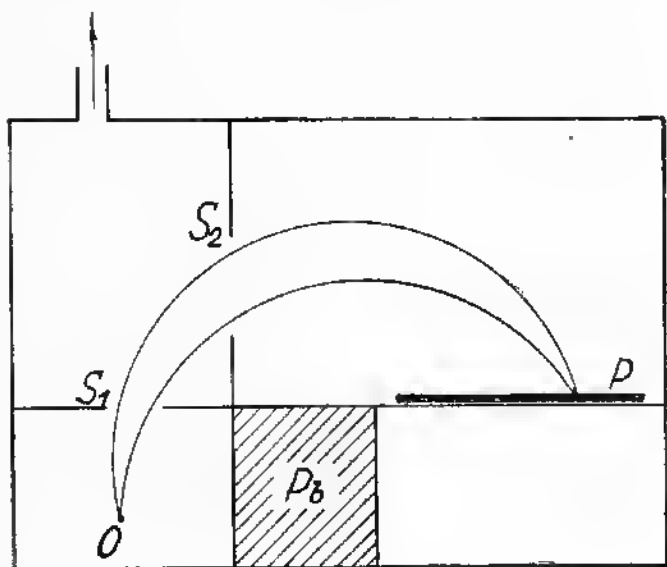
Zahvaljujući svojoj maloj masi β -čestice jonizuju gasove u mnogo manjoj meri od α -čestica. Grubo uzevši, jonizacione moći β - i α -čestica stoje u odnosu 1 : 100. Usled toga je trag β -čestica u maglenoj komori mnogo manjeg intenziteta. Samo β -čestice visoke energije imaju pravolinijske putanje, inače su one nepravilne krive linije sa raznim prelomima i skretanjima.

S obzirom na manju jonizacionu moć, β -čestice se manje apsorbuju pri prolasku kroz razna tela. Domet β -čestica je onda znatno veći od onog kod α -čestica i može u gasovima da iznosi i nekoliko metara, dok u čvrstim telima može da iznosi i nekoliko centimetara.

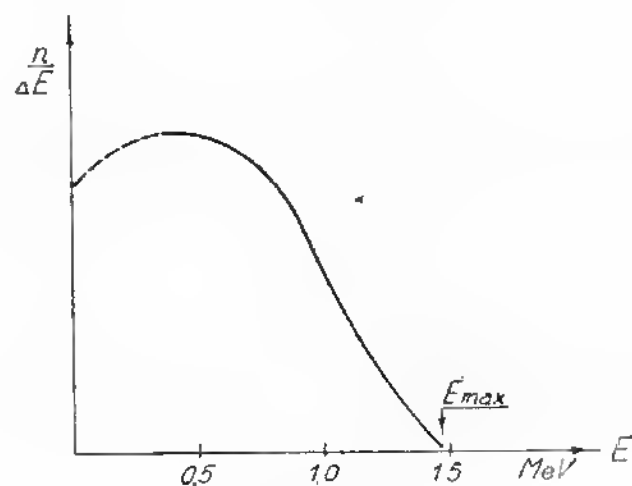
β -zranci se u velikoj meri difuzno rasipaju pri prolazu kroz tela.

§ 58. Spektri β -zraka

Spektri β -zraka mogu se dobiti na različite načine, ali je to najčešće princip β -spektrometra, koji je predstavljen na sl. 58-1. Spektrometar se sastoji od komore iz koje je vazduh evakuisan. U levom donjem delu komore u tački O nalazi se izvor β -zraka. Cela komora stavlja se u homogeno magnetsko polje čije linije sile stoje upravno na ravan crteža. β -zranci prolaze kroz razreze S_1 i S_2 pošto su



Sl. 58-1



Sl. 58-2

magnetskim poljem primorani da se kreću po kružnim putanjama. Podesno izabranim poljima se divergentni snop β -zrakova može tako podesiti da pada fokusiran u tačku P, gde se nalazi fotografska ploča. β -zranci jedne energije onda daju jednu liniju na fotografskoj ploči. Prema zakonima kretanja naelektrisanih čestica

u magnetskom polju, poluprečnik putanje je srazmeran brzini, pa tako β -čestice raznih brzina padaju na različita mesta na fotografskoj ploči. Ukoliko je energija β -čestica manja, utoliko je i poluprečnik krivine manji, pa se linija obrazovana na fotografskoj ploči pomera ulevo. Umesto fotografske ploče može se staviti i brojač ili jonizaciona komora, koji se pomeraju u horizontalnom pravcu i na taj način se određuje intenzitet β -zračenja duž pravca na kome se nalazi fotografska ploča.

Na slici 58-2 predstavljen je kontinualni spektar β -zraka na taj način što su energije pojedinih čestica nanete po apscisnoj osi grafikona, a broj čestica na jedinici intervala energije nanet je kao ordinata. Iz grafikona se vidi da postoji jedna maksimalna energija E_{\max} ispod koje se nastavlja kontinualan spektar. Takode se može zapaziti važna činjenica da najveći broj čestica ima energiju koja se nalazi negde ispod polovine maksimalne energije.

Sličan spektar se dobiva i pri emisiji pozitivnih β -čestica odnosno pozitrona. Jedino se javlja razlika kod niskih energija čestica, koja proističe usled različitog delovanja Coulombovih sila jer se radi o čestici suprotnog naelektrisanja.

Kontinualna raspodela energije čestice nije u saglasnosti sa konverzijom energije. Energije čestica u jezgru imaju diskretnu strukturu odnosno u jezgru postoje energetske nivoe. Trebalo bi prema tome očekivati da se i u spektru β -zraka javi takva diskretna struktura, što niukoliko nije slučaj. Ako se analizira energetsko stanje pre i posle β -transformacije jezgra, onda energetski bilans ukazuje na maksimalnu vrednost energije β -čestice odnosno na E_{\max} . Sve ostale β -čestice manje energije ne stoje u saglasnosti sa zakonom o održanju energije.

Analiza emisije β -čestica na osnovu zakona o održanju momenta količine kretanja odnosno spina takode nije u saglasnosti sa eksperimentalnim rezultatima. Ako se prilikom transformacije emituje samo jedna čestica odnosno jedan elektron čiji spin iznosi $\frac{1}{2} \hbar$, uslov za održanje momenta količine kretanja nije ispunjen s obzirom na činjenicu da broj nukleona u jezgru prilikom transformacije ostaje nepromenjen.

§ 59. Objašnjenje emisije β -čestice teorijom neutrina

U prethodnom paragrafu prikazane su ozbiljne nesuglasice emisije β -čestice sa zakonom o održanju energije i zakonom o održanju momenta količine kretanja. Da bi rešio ove teškoće, Pauli je 1927. god. predložio sledeće rešenje.

Prilikom β -transformacije ne emituje se samo β -čestica već uporedo sa njom dolazi do emisije još jedne čestice, koju je Pauli kao hipotetičnu česticu nazvao *neutrino*. Takva čestica nema naelektrisanje, a masa joj je beznačajna, pa zbog toga ne deluje na raspoložive detektore i izmiče našem zapažanju. Zadovoljavajuće objašnjenje emisije β -čestice sprovodi se tada na sledeći način. Energija transformacije jezgra je kvantovana, ali se ona raspodeljuje delom na β -česticu a delom na neutrino. Energija β -čestice tada zavisi od iznosa energije koji je emitovan sa neutrinom. Ta raspodela energije na β -česticu i neutrino vrši se na različite načine, pa stoga β -čestica može imati bilo koju energiju manju od maksimalne energije odnosno manju od energije dezintegracije jezgra. Ovakvo objašnjenje je u dobroj saglasnosti sa kontinualnim spektrom β -zraka.

Poznato je da β -čestica kao elektron ima spin od $\frac{1}{2} \hbar$. Simultano emitovani neutrino odnosi takode spin od $-\frac{1}{2} \hbar$, te tako ukupni moment količine kretanja

koji odlazi iz jezgra iznosi \hbar ili 0. Na taj način je zadovoljen i zakon o održanju momenta količine kretanja, koji prema kvantnoj teoriji može da se menja samo za ceo broj \hbar .

Posle ovakve hipoteze o neutrinu, koja je bila u dobroj saglasnosti sa eksperimentalno ustanovljenim činjenicama pri emisiji β -čestica, javili su se mnogi pokušaji da se iz raspoloživih podataka ili novih eksperimenata dokaže postojanje neutrina.

Najpre navodimo merenja koja su sproveli Ellis i Wooster 1927. god. Oni su u kalorimetru merili toplotu koju oslobodi tačno određena količina RaE, koji emituje β -zrake. Broj β -dezintegracija bio je na taj način poznat, a merena je ukupna oslobođena toplota. Na taj način se moglo doći do prosečne oslobođene energije po jednoj emisiji β -čestice. Dobivena je vrednost od 0,34 MeV, dok je maksimalna energija dobivena iz kontinualnog β -spektra iznosila 1,17 MeV. I ovi rezultati se dobro objašnjavaju postojanjem neutrina. Apsorpcija neutrina usled njegove beznačajne mase i odsustva naelektrisanja je zanemarljivo mala. Emitovane neutrino-čestice, prema tome, izlaze iz kalorimetra i svoju raspoloživu energiju odnose dalje tako da je kalorimetar ne registruje. Na ovaj način se moglo zaključiti da prosečna energija emitovanih neutrino-čestica iznosi $1,17 - 0,34 = 0,83$ MeV.

E. Fermi je 1934. god. razvio teoriju na bazi Paulieve hipoteze o neutrinu. U ovoj teoriji pretpostavlja se postojanje neutrina ν i antineutrina $\bar{\nu}$. Ovakve dve čestice se međusobno odnose slično kao elektron i pozitron. Kao što je pozitron antičestica elektronu, tako je antineutrino antičestica neutrina.

Fermieva teorija takode pretpostavlja da se istovremeno emituje elektron i antineutrino prema sledećoj shemi

$${}_0n^1 \rightarrow {}_1p^1 + {}_{-1}e^0 + \bar{\nu}, \quad (59,1)$$

a u suprotnom slučaju pozitron i neutrino prema shemi

$${}_1p^1 \rightarrow {}_0n^1 + {}_{+1}e^0 + \nu. \quad (59,2)$$

Znači, emisiju elektrona prati emisija antineutrina, a emisiju pozitrona prati emisija neutrina. Ukupna energija dezintegracije se raspodeljuje na elektron i antineutrino odnosno pozitron i neutrino. Pored toga, jedan mali iznos dezintegracione energije odlazi na mali uzmak jezgra.

Prema Fermievoj teoriji analizirana je na osnovu energetskog bilansa emisija β -čestica sa tricijuma

$${}_1H^3 \rightarrow {}_2He^3 + {}_{-1}e^0 + \nu, \quad (59,3)$$

pri čemu je maksimalna energija $E_{\max} = 17,9$ KeV.

Analizom raspodele energije u β -spektrima tricijuma moglo se na osnovu Fermieve teorije zaključiti da masa mirovanja neutrina m_ν iznosi

$$m_\nu = 0,002 m_e, \quad (59,4)$$

gde je m_e masa mirovanja elektrona.

Iz ovoga se može zaključiti da je masa mirovanja neutrina beznačajna, što pak dalje znači da sa energijom, koju on prima prilikom dezintegracije jezgra, neutrino mora imati veoma velike brzine, koje dostižu brzinu svetlosti.

Sledeći eksperiment izveo je u ovom smeru Shervin 1949. god. On je na osnovu zakona o održanju količine kretanja analizirao uzmak jezgra pri β -dezintegraciji. Merenjima količine kretanja emitovanog elektrona i količine kretanja usled uzmaka jezgra ustanovljeno je da ove dve količine kretanja nisu jednake, kako bi to trebalo da bude prema zakonu o održanju količine kretanja. Razlika između količine kretanja emitovanog elektrona i uzmaka jezgra pripisana je tada emitovanom neutrinu. Vodeći računa takode i o zakonu o održanju momenta količine kretanja odnosno analizom spina elektrona i jezgra, mogle su se zaključiti sledeće činje-

nice: emitovani neutrino ima beznačajnu masu, brzinu svetlosti i spin od $\frac{1}{2}\hbar$.

Ovo je bilo u dobroj saglasnosti sa ranijim rezultatima i hipotezama.

Međutim, sigurna potvrda o postojanju slobodnog neutrina dobivena je tek 1953. god. eksperimentima koje su sprovedeli F. Reines i C. Cowan sa grupom saradnika. U moćnom fisionom reaktoru ostvaren je ogroman fluks antineutrina koji je iznosio oko 10^3 antineutrina po cm^2 u s, kojim je ustanovljeno dejstvo na protone prema sledećoj shemi



Znači, u ovom eksperimentu su protoni bombardovani antineutrinima i registrovani neutroni i pozitroni. Na ovaj način je mogao biti ustanovljen i efektivni presek antineutrina sa kojim on stupa u interakciju sa protonom.

Ovi eksperimenti se smatraju dokazom postojanja neutrina. Kasnije je na ovoj bazi sprovedeno i mnogo drugih eksperimenata koji su dali dalji doprinos upoznavanju osobina ove čestice. Prema ovim ispitivanjima potvrđeno je da neutrino ima i količinu kretanja i spin i da spin može imati paralelnu i antiparalelnu orijentaciju u odnosu na količinu kretanja. Iako teorija predviđa da neutrino mora imati magnetski moment jednak 0, ustanovljeno je da antineutrino u maloj meri deluje na tečni scintilacioni brojač, te mu se može pripisati izvestan mali magnetski moment, koji mora biti manji od 10^{-9} Bohrovog magnetona.

Najzad 1957. god. na osnovu svih izvedenih ispitivanja, Yang i Lee postavili su jednu novu dvokomponentnu teoriju koja opisuje i analizira sve dosad poznate osobine neutrina i antineutrina.

§ 60. Jonizaciona moć i apsorpcija β -zraka

Pri svom prolazu kroz gasove β -čestice ih jonizuju u mnogo manjoj meri nego što je to bio slučaj kod α -čestica. No ipak broj obrazovanih pari jona u gasovima dovoljan je da se obrazuje vidan trag u maglenoj komori. Ovaj trag može da posluži za određivanje jonizacione moći β -čestica. Pošto je broj obrazovanih pari jona duž putanje β -čestice relativno mali, u obrazovanom tragu u maglenoj komori mogu se uočiti pojedine čestice magle koje su se obrazovale na svakom paru jona. Brojanjem ovakvih čestica može se odrediti i broj parova jona koji obrazuje β -čestica na putu kroz gas. Na ovaj način je ustanovljeno da je broj obrazovanih pari jona na jednom cm dužine puta srazmeran broju elektrona u atomskom omotaču. To znači da će, recimo, u kiseoniku biti obrazovano osam puta više jona nego u vodoniku. Sem toga, ustanovljeno je da β -čestice niske energije ne jonizuju gasove sve do jedne granice, a tada jonizaciona moć naglo raste do maksimuma. Pri daljem povećanju brzine čestice jonizaciona moć opada i uzima dalje jednu konstantnu vrednost. Maksimum jonizacione moći javlja se na energijama od oko 1 000 eV, kada jedna β -čestica obrazuje oko 1 000 pari jona na jednom cm putanje pri normalnom atmosferskom pritisku. Pomenuta konstantna vrednost jonizacione moći koja se uspostavlja pri visokim energijama iznosi oko 50 pari jona na cm putanje pri normalnom atmosferskom pritisku. Ove vrednosti se odnose na vazduh.

Apsorpcija β -zraka pri prolazu kroz tela veoma je složen problem. Najpre da napomenemo da ispitivanje apsorpcije β -čestica u velikoj meri otežava pojava rasipanja β -čestice, koja je ovde mnogo intenzivnija nego kod α -čestica ili protona. Zbog svoje vrlo male mase β -čestica može vrlo lako da skrene sa svoga pravca usled dejstva polja okolnih atoma. Ovo skretanje biva u svim pravcima, a ugao skretanja prelazi nekad i 90° . Ovakva pojava naziva se difuzno rasipanje. Kod težih metala difuzno rasipanje dostiže i 50% od prvobitnog intenziteta.

Posmatrajmo sada samo proces apsorpcije β -čestica, koji se ogleda u gubitku energije ovih čestica pri prolazu kroz tela. Kada β -čestica na ovaj način izgubi energiju odnosno brzinu, gubi svojstvo β -čestice i predstavlja običan elektron koji se ne može lako detektovati. Gubitak energije β -čestice pri prolazu kroz tela vrši se uglavnom na tri načina. Na prvom mestu javlja se gubitak usled jonizacije. Za svaki obrazovani par jona potreban je utrošak energije koji je jednak jonizacionoj energiji atoma čija se jonizacija vrši. Ova vrsta gubitaka preovlađuje na niskim energijama, a naročito, kao što je napomenuto, oko vrednosti od 1 000 eV. Međutim, u svim interakcijama β -čestice sa atomima tela ne mora doći do jonizacije. Energija koja prilikom interakcije prelazi na atome može samo da izvrši eksitaciju njihovih elektrona u atomskom omotaču. Ovo predstavlja drugu vrstu gubitaka koja takođe preovlađuje pri malim energijama. Pri velikim energijama β -čestice gubitak energije se vrši i zračenjem. Već više puta je napomenuto da kada elektron trpi ubrzanje, onda se prema klasičnoj teoriji vrši emisija energije u obliku zračenja. To je sličan proces koji je opisan pri nastajanju X-zraka. Poznato je da X-zraci nastaju na mestu gde brzi elektroni bivaju naglo zaustavljeni. Ovaj proces je naročito izražen pri zaustavljanju elektrona na teškim jezgrima. Na sličan način β -čestica pri prolasku kroz tela izrači deo svoje energije ako usled kolizije sa atomima pretrpi veliko ubrzanje. Ovaj proces gubitka energije β -čestice preovlađuje pri visokim energijama, a naročito ako čestice prolaze kroz tela koja sadrže atome velikih atomskih težina.

Teorija apsorpcije β -zraka u telima razvijena je u okviru opšte teorije o interakciji elektrona sa telima. Međutim, analiza ovih teorija izlazi iz okvira ove knjige, pa ćemo se ovde zadovoljiti samo opštim zaključcima i eksperimentalnim rezultatima.

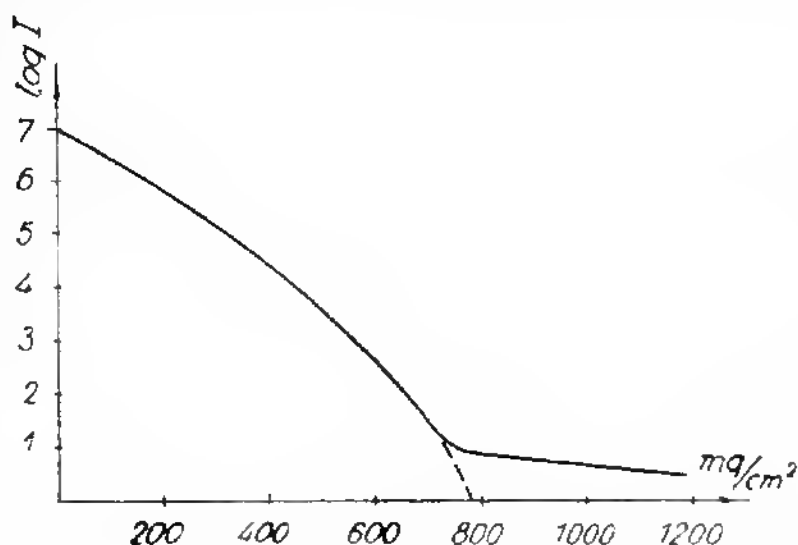
I teorijske analize i eksperimentalni rezultati pokazuju da apsorpcija β -čestica pri prolasku kroz tela uglavnom zavisi od mase koja se nalazi na putu β -čestica, naime apsorpcija β -zraka ne zavisi u značajnoj meri od vrste atoma ponaosob, već uopšte od mase koja otpada na jedinicu poprečne površine sloja kroz koju β -zraci prolaze. Uzmimo, na primer, metalni lim konstantne debljine i usmerimo β -zrake da prolaze kroz ovaj lim upravno na njegovu površinu. Onda je za apsorpciju β -zraka merodavna masa jedinice površine lima. Obično se uzima masa u miligramima po kvadratnom cm. Kao referentni materijal obično služi aluminijum.

Eksperimentalno određivanje apsorpcije, a time i dometa β -čestica u nekom materijalu, sprovodi se na sledeći način. Izvor β -zraka i brojač stavljeni su u tačno određeni međusobni položaj. Broj otkucaja koji se dobije u brojaču u određenom intervalu vremena proporcionalan je intenzitetu β -zračenja. Na ovaj način se najpre odredi intenzitet zračenja bez umetnutog apsorbenta. Taj intenzitet se smatra početnim odnosno nultim intenzitetom jer je tada debljina apsorbujućeg sloja jednaka 0. Sada se između izvora i brojača u upravnom pravcu stavi pločica konstantne debljine od materijala koji se ispituje, ne menjajući pri tom uzajamni geometrijski položaj izvora i brojača. Tada se pod istim okolnostima odredi intenzitet β -zračenja. Umetanjem još jedne pločice povećava se debljina odnosno masa po jedinici površine i pod istim okolnostima vrši se ponovo određivanje intenziteta zračenja. Ako se ova merenja ponove više puta na sličan način, povećavajući pri tome stalno debljinu sloja, dobivaju se rezultati koji su grafički predstavljeni na sl. 60—1. Pošto je opadanje intenziteta izvesna eksponencijalna funkcija, a intenzitet opada u velikim razmerama, obično se na ordinatnoj osi koristi logaritamska srazmera odnosno logaritamska skala, dok se po apscisnoj osi nanose vrednosti mase po jedinici površine u običnoj srazmeri. Tada se dobiva grafikon koji ne odstupa mnogo od prave linije.

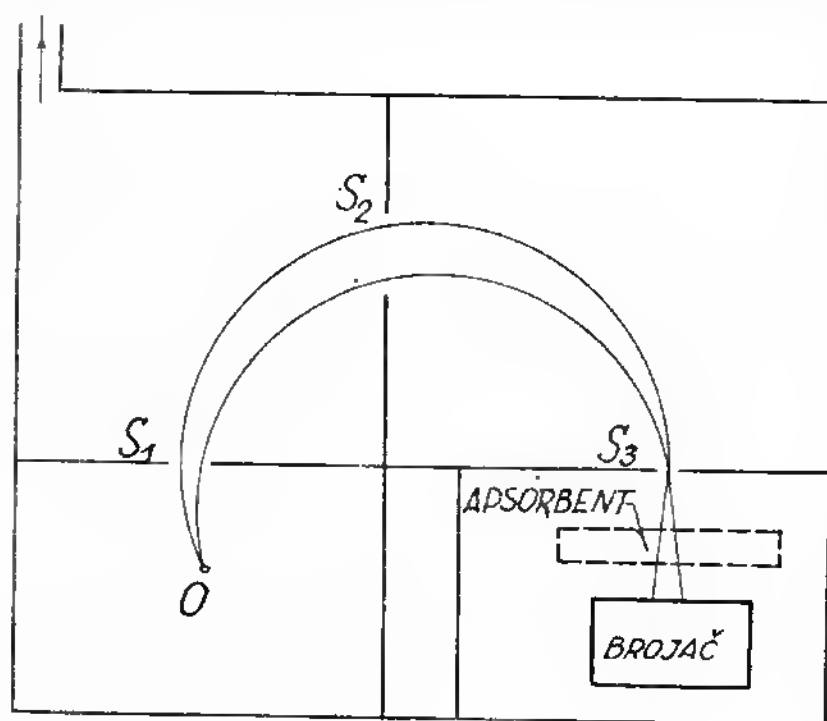
Iz grafikona se vidi da intenzitet zračenja opada sve do jedne vrednosti od koje nadalje zadržava skoro stalnu vrednost, uz slabi pad. Ovakva pojava na kraju

grafikona tumači se sekundarnim elektronima koji nastaju usled γ -zraka. Naime, radioaktivni izvor koji emituje β -zrake istovremeno emituje i γ -zrake, koji se mnogo manje apsorbuju. Usled dejstva ovih γ -zraka vrši se proces koji odgovara fotoelektričnom efektu. Pošto su γ -kvanti velike energije, to i elektroni dobivaju značajne energije, dovoljne da ih brojčak može detektovati. Ovako nastali sekundarni elektroni zadržavaju svoj intenzitet i dalje pošto sve β -čestice budu apsorbovane jer se γ -zruci na ovim debljinama slojeva veoma malo apsorbuju. Usled toga se prelomna tačka na grafikonu smatra krajnjom tačkom dometa β -čestica kroz dati materijal.

Položaj ove krajnje tačke odnosno prelomne tačke zavisi, naravno, od početne energije β -čestice. Ukoliko je početna energija veća, utoliko će i domet biti veći, odnosno prelomna tačka će se pomerati udesno. Za primer predstavljen na grafikonu upotrebljene su β -čestice koje emituje fosfor P^{32} , a apsorpcija je vršena na aluminijumu. Ovde treba imati u vidu da P^{32} emituje kontinualni spektar β -čestica, čija je maksimalna energija $E_{\max} = 1,71$ MeV. U našem primeru predstavljenom na grafikonu β -zračenje je, dakle, bilo nehomogeno. Male debljine apsorpcionih pločica apsorbuju najpre β -čestice malih energija, a zatim postupno i one sa većom energijom. Usled toga se broj čestica koje prolaze kroz apsorpcioni



Sl. 60-1



Sl. 60-2

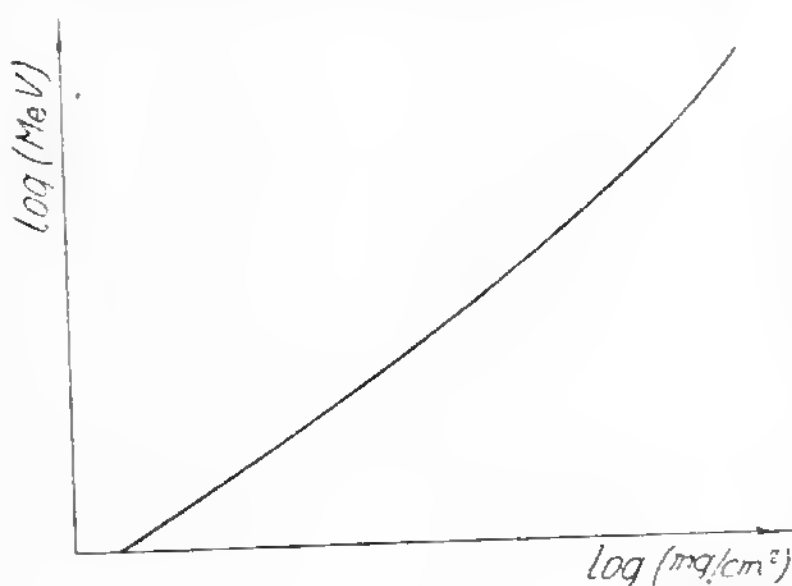
sloj smanjuje, da bi na kraju ostali samo oni β -zruci koji imaju maksimalnu energiju. Usled ovoga se javlja i opadanje broja čestica odnosno opadanje intenziteta β -zračenja iza apsorpcionog sloja.

Domet β -čestica u funkciji početne energije može se eksperimentalno posmatrati na sledeći način, predstavljen na sl. 60-2.

Za ovu svrhu je potrebno imati „monohromatske” β -zrake odnosno β -čestice jednake energije. Međutim, videli smo da β -emiteri daju kontinualne spektre. Zato se primenjuje sličan metod kao i za dobivanje monohromatske svetlosti. U β -spektrometru u tački O uzima se

izvor β -zraka. Umesto fotografske ploče ovde se stavlja jedan uzani prorez S_3 , koji se može pomerati levo i desno. Na taj način ovaj prorez propušta samo β -čestice jedne energije. Ako ga pomeramo udesno, propušta β -čestice veće energije, a pri pomeranju ulevo dobivaju se čestice manje energije. Propušteni snop se, prema tome, može smatrati da sadrži β -čestice iste energije.

Na put propuštenog snopa β -čestica stavlja se brojač, a između brojača i prereza može se staviti apsorpciona pločica. Tada se izabere jedna energija β -čestica i umetanjem sve većeg broja pločica dobiva se krajnja tačka odnosno masa po jedinici površine sloja koja potpuno zaustavlja β -čestice, ne računajući sekundarne elektrone. Tako se uz ponavljanje procesa za razne energije β -čestica dobiva grafikon predstavljen na sl. 60-3. Na ordinatnu osu u logaritamskoj skali naneta je energija β -čestica, a na apscisnu (takode u logaritamskoj skali) površinska specifična masa u miligramima po cm^2 . ApSORPCIONI materijal je aluminijum.



Sl. 60-3

Može se odmah uočiti da je pri ovakvim logaritamskim skalama grafikon predstavljen približno pravom linijom.

Zakoni apsorpcije β -zrakova danas se veoma mnogo koriste u tehnici. Tako, na primer, pomoću

sličnog uređaja koji je ovde opisan može se kontrolisati debljina nekog lima. Ovaj metod, međutim, ima mnogo veću važnost za određivanje debljine sloja neke prevlake. Ako je izvršeno, na primer, niklovanje nekog materijala, onda se opisanim metodima može odrediti i u ovom slučaju debljina prevlake nikla i kada je podloga veće debljine tako da kroz nju ne mogu da prođu zraci. Ovo se postiže na osnovu činjenice da prevlaka i podloga nemaju iste gustine, pa se difuzno rasute β -čestice različito apsorbuju za različite debljine prevlake.

§ 61. K-zahvat

Medu raznim vrstama transformacija jezgra ustanovljeni su i procesi koji se mogu smatrati suprotni od β -emisije. Ovaj proces se sastoji u tome što jezgro „uhvati” jedan elektron iz spoljašnjeg elektronskog omotača atoma. Ovakvom zahvatu je, razumljivo, izložen elektronski sloj koji je najbliži jezgru, a to je K -sloj, pa otuda i naziv ovakvog procesa. Pri ovome, znači, jedan elektron iz spoljašnjeg elektronskog omotača ulazi u jezgro, pa se zato ovaj proces smatra suprotnim od β -emisije, pri kojoj jedan elektron izlazi iz jezgra.

Opisani K -zahvat ne može se lako pratiti jer ne postoji način za njegovu direktnu detekciju. On se jedino može ceniti po sekundarnom procesu emisije jednog kvanta X -zraka. Naime, kad jedan elektron iz K -sloja bude uvučen u jezgro, njegovo mesto popunjuje jedan elektron iz spoljnih slojeva, što je uslovljeno emisijom X -kvanta. Na osnovu ove emisije je i ustanovljen proces K -zahvata.

Ulazak elektrona u jezgro izaziva njegovu transformaciju; pri tom jedan proton u jezgru prelazi u neutron, a time se redni broj jezgra u Periodnom sistemu smanjuje za jedan. Pored toga, javlja se energetska preuredenja jezgra odnosno menja se energija veza u jezgru. Ovaj energetski bilans može se sprovesti merenjem masa jezgra pre i posle procesa. Ako je masa jezgra pre procesa M_1 a posle procesa M_2 , onda se na osnovu zahvata elektrona čija je masa m može očekivati da je $M_1 + m_e = M_2$. Međutim, merenja pokazuju da je masa M_2 nešto manja, pa se onda ovaj manjak mase objašnjava simultanom emisijom neutrina.

Teorijske energetske analize pokazuju da K -zahvat ima verovatnoću odnosno radioaktivnu konstantu λ , koja odgovara verovatnoći emisije β -čestica visoke energije, a nadmašuje verovatnoću emisije β -čestica niske energije. Drugim rečima, K -zahvat ima dovoljno veliku verovatnoću da bi se njime mogle objasniti razne anomalije u rasprostranjenosti nekih izotopa. Tako, na primer, inertni gas argon se u prirodi nalazi u oko 300 puta većim količinama od ostalih inertnih gasova. Međutim, izotop K^{40} pokazuje prirodnu β -aktivnost, pa se onda smatra da je u vrlo dugom periodu vremena K^{40} prešao u A^{40} . Tako se argon u prirodi nalazi u većim količinama nego što se moglo očekivati s obzirom na količine drugih inertnih gasova. Sličnim procesom može K^{40} preći u stabilan Ca^{40} , pa se time objašnjava veoma mali procent izotopa K^{40} u prirodi.

Ovo je samo jedan primer objašnjenja anomalne raspodele nekog izotopa u prirodi. Međutim, postoje i drugi primeri koji se na sličan način objašnjavaju. Najzad da navedemo jedan primer eksperimentalnog ispitivanja K -zahvata i nuklearne transformacije koja se pri tom dešava. Poznato je da Ga^{67} pokazuje pojavu K -zahvata, pri kome jezgro galijuma prelazi u jezgro Zn^{67} . Pri takvoj reakciji javlja se emisija K -linije u spektru X-zraka. Analiza ove linije pokazuje da se zaista radi o Zn^{67} .

GAMA-ZRACI

§ 62. Karakteristike γ -zraka

Dok su α - i β -zraci bili korpuskularne prirode, γ -zraci imaju prirodu elektromagnetskih talasa i ne skreću pod dejstvom električnog i magnetskog polja. Po svojoj prirodi i osobinama γ -zraci se ne razlikuju od X-zraka. Kvanti γ -zraka $h\nu$ imaju obično velike energije odnosno velike frekvencije, pa spadaju u domen zraka veoma malih talasnih dužina. Prema tome, γ -zraci spadaju u veoma prodorno zračenje, koje prolazi i kroz nekoliko desetina cm teških metala. Kroz vazduh γ -zraci mogu da prođu vrlo velika rastojanja a da se ne apsorbuju.

γ -zraci vrše jonizaciju gasova kroz koje prolaze, ali u vrlo maloj meri i uglavnom posrednim putem — razmenom energije sa elektronom. Pomoću Comptonovog efekta (§ 65) γ -kvant razmenjuje energiju sa elektronom koji time dobiva velike energije i može na daljem svom putu da jonizuje gas slično jonizaciji β -čestica. Ceneći po slaboj apsorpciji γ -zraka može se odmah zaključiti da interakcija γ -zraka sa elektronima odnosno sa atomima ima malu verovatnoću, pa je usled toga i jonizacija γ -zraka u gasovima mnogo manja od jonizacije α - i β -čestica.

Zahvaljujući svojoj velikoj energiji γ -zraci imaju hemijska dejstva i deluju na fotografsku ploču slično X-zracima.

γ -zraci se mogu eksperimentalno ispitivati na više načina. Na prvom mestu može se vršiti difrakcija na kristalima po istom principu kao što je opisano kod X-zraka. Pomoću takvih kristalnih rešetki, koje još mogu biti i specijalno podešene prema vrlo maloj talasnoj dužini γ -zraka, mogu se meriti talasne dužine γ -zraka, a zatim i njihovi spektri.

Drugi način ispitivanja γ -zraka je njihova apsorpcija pri prolasku kroz tela. U § 22 opisan je zakon apsorpcije X-zraka u telima. Slični zakoni važe i za apsorpciju γ -zraka u telima. Na osnovu apsorpcije mogu se onda ceniti energije γ -zraka i neke druge osobine.

Treći način ispitivanja je Comptonov efekt (§ 65) i fotoelektrični efekt. Naime, γ -zraci se dovode u interakciju sa elektronima i zatim se raznim metodima meri energija elektrona. Na taj način se posrednim putem određuje i energija γ -kvanta.

Linijska komponenta β -spektara sa radioaktivnih tela takode služi za ispitivanje γ -zraka. Rečeno je već da γ -zruci posle izlaska iz jezgra mogu da stupe u interakciju sa elektronima istog atoma, pa se tada kao sekundarni proces javlja emisija β -čestica odnosno elektrona. Studijom spektra ovih sekundarnih elektrona mogu se analizirati i γ -zruci dotičnog jezgra.

Emisija γ -zraka obično ide paralelno sa emisijom α - i β -zraka. Smatra se da emisija γ -zraka potiče od jezgra koje nastaje pri dezintegraciji kao produkt. Usled emisije α - ili β -čestice vrši se energetska preuredenja jezgra, pa novonastalo jezgro može ostati u eksitovanom stanju i prelazeći u osnovno energetska stanje emituje γ -kvant. Ovakva emisija γ -kvanta sledi dezintegraciju jezgra u veoma kratkom intervalu vremena, koje se ceni na 10^{-13} — 10^{-16} s i ne može se, naravno, eksperimentalnim putem meriti jer je znatno ispod osetljivosti metoda za merenje vremena.

Spektri γ -zraka imaju izrazitu diskretnu strukturu i sastoje se od jedne ili nekoliko linija.

Energija γ -kvanta sa prirodnih radioaktivnih tela kreće se do 2,62 MeV, a njihove talasne dužine do $0,466 \cdot 10^{-2}$ Å.

§ 63. Emisija γ -zraka

Već je rečeno u prethodnom paragrafu da γ -zrake emituje novonastalo jezgro (jezgro-produkt) prilikom radioaktivne transformacije, a prema sledećem mogućem objašnjenju. Usled radioaktivne transformacije jezgro-produkt dolazi u eksitovano stanje, iz koga se emisijom γ -kvanta vraća u osnovno stanje. Emisija γ -kvanta sledi dezintegraciju jezgra u ekstremno kratkom intervalu vremena, koje se ni jednim raspoloživim sredstvom ne može meriti, pa se zato izloženo objašnjenje smatra samo mogućim. Međutim, izvedeno je više eksperimenata koji idu u prilog ovakvom objašnjenju da γ -kvant emituje jezgro-produkt. Od ovih ćemo navesti dve vrste eksperimenata.

U prvoj vrsti eksperimenata koristi se linijska komponenta β -spektra. Već je rečeno da linije u β -spektru potiču od sekundarnog dejstva emitovanih γ -čestica na elektronski omotač atoma. Linije koje se pojavljuju u spektru rezultat su razlike energije među K , L , M , ...-nivoima u omotaču atoma. Prema onome što je rečeno za linijske spektre X-zraka, K — L razlika unekoliko zavisi od jezgra atoma, na čemu je zasnovan Moseleyev zakon. Ispitivanjem ovih nivoa na osnovu linijskog β -spektra može se zaključiti da on potiče od jezgro-produkta, a ne od prethodnog jezgra.

U drugoj vrsti eksperimenata takode se koristi emisija β -čestica, ali se posmatra sekundarna emisija X-kvanta. Kada γ -kvant iz jezgra izbaci jedan elektron iz atomskog omotača, onda neposredno posle toga dolazi do popunjavanja upražnjenog mesta elektrona, pa se pri tom vrši emisija X-kvanta, koja nosi sobom karakteristike K - i L -nivoa odnosno jezgra atoma. I ovakvi eksperimenti ukazuju na to da emisija primarnog γ -kvanta potiče od jezgro-produkta.

U prilog ovakvom gledištu ide i postojanje tzv. *izomera*. Neka jezgro-produkti dolaze usled radioaktivne transformacije prethodnog jezgra u eksitovano stanje, ali se vraćaju u osnovno stanje tek posle izvesnog merljivog intervala vremena. Takvo eksitovano stanje jezgro-produkta, koje se zadržava izvesno vreme, naziva se *metastabilno*. Prema tome, jedno isto jezgro može da se nalazi u takvom metastabilnom stanju ili u osnovnom odnosno stabilnom stanju. Dva ovakva stanja istog jezgra, koja se razlikuju samo u energetskim nivoima, nazivaju se *izomerama*. Izomere nastaju obično posle emisije β -čestice. Prelaz

iz metastabilnog u osnovno stanje biva uz emisiju γ -kvanta sa odgovarajućim periodom T . Isto jezgro može da pređe u osnovno stanje i uz emisiju β -čestice, ali sa mnogo većim periodom T .

Normalna emisija γ -zraka može se onda smatrati sličnim procesom pri kome je period T nemerljivo mali.

Posmatrajmo najpre emisiju γ -zraka koja prati β -dezintegraciju. Ova vrsta γ -emisije najpodesnije se analizira energetskim bilansom već opisanog nastajanja linijske komponente β -spektara. Ako emitovani γ -kvant razmeni u potpunosti svoju energiju sa jednim elektronom u atomskom omotaču, onda se takav proces obično naziva *interna konverzija*. Tim procesom, dakle, elektromagnetska energija jezgra prelazi na spoljašnji elektron.

Posmatrajmo sada slučaj kada γ -kvant energije $E = h\nu$ internom konverzijom preda energiju jednom elektronu iz K -nivoa. K -elektron će tada dobiti neku brzinu v . Ako energiju K -elektrona označimo sa E_K , onda će važiti sledeći energetski bilans

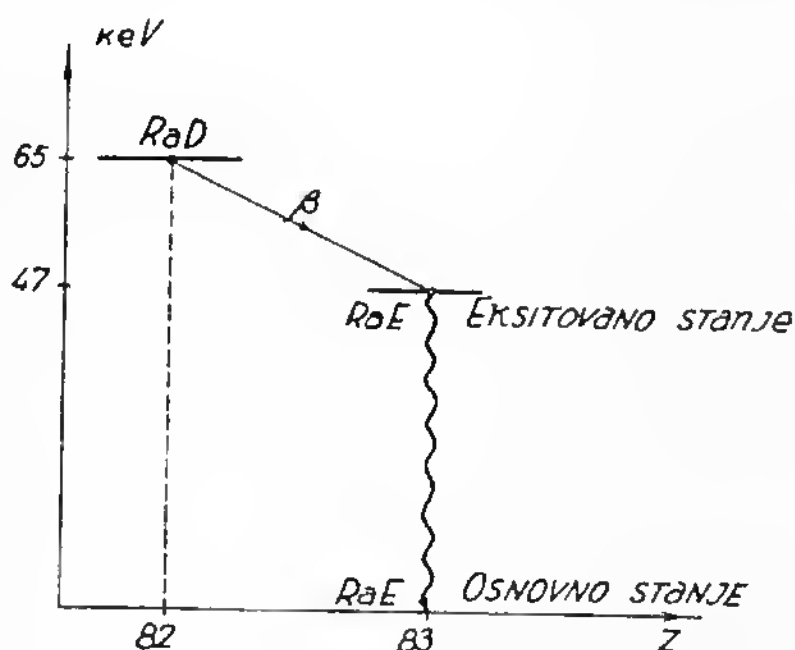
$$\frac{1}{2} mv^2 = h\nu - E_K. \quad (63,1)$$

Poznavajući E_K za dotično jezgro, može se na osnovu ove relacije određivati energija odnosno frekvencija i talasna dužina γ -kvanta. Ovo se postiže merenjem brzine v elektrona spektroskopom ili merenjem poluprečnika krivine u magnetskom polju pomoću maglene komore. Jednostavnosti radi, u prethodnom obrascu nije uzeta u obzir relativistička promena mase m , koja se u velikom broju slučajeva mora uzeti u obzir jer se obično radi o velikim brzinama elektrona.

Kad se na ovaj način analizira emisija γ -zraka, dolazi se do činjenice da oni imaju jednu ili više oštro određenih energija odnosno da njihovi spektri imaju strogo linijski karakter.

Ovakve karakteristike γ -zraka su u vrlo dobroj saglasnosti sa rezultatima dobivenim spektroskopijom γ -zraka. Već je rečeno da se spektri γ -zraka mogu dobiti pomoću kristala na sličan način kao što je opisano u spektroskopiji X-zraka (§ 19).

Na slici 63-1 shematski je predstavljena emisija γ -zraka koja se javlja pri β -dezintegraciji RaD u RaE. Ova emisija je karakteristična po tome što emitovani γ -zranci imaju samo jednu energiju odnosno jednu liniju u spektru (monohromatični γ -zranci). Na ordinatnu osu dijagrama naneta je energija jezgra u odnosu na osnovno stanje RaE, a na apscisnu redni broj Z . RaD ima prema osnovnom stanju RaE energiju od 65 keV. Ovo jezgro emituje β -česticu energije od 18 keV. RaE kao jezgro-produkt ostaje u eksitovanom stanju sa energijom koja je za 47 keV veća od osnovnog stanja. Prelaz u osnovno stanje uslovljen je emisijom γ -kvanta energije od 47 keV. Jedan deo ove energije može da pređe na spoljašnji elektron i da prouzrokuje linijsku komponentu β -spektara, iz koje se može na osnovu poz-

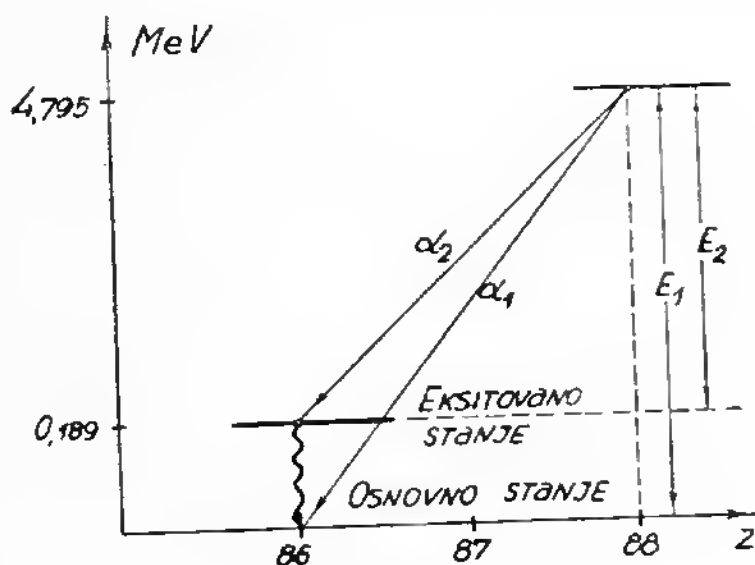


Sl. 63-1

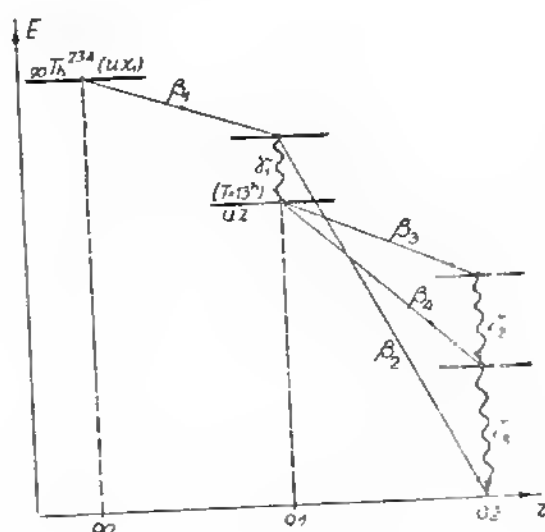
natih X-spektara za jezgro RaE odrediti energija emitovanog kvanta γ -zraka. S druge strane, merenjem talasne dužine emitovanih γ -zraka pomoću kristalne rešetke dobiva se vrednost $\lambda = 0,261 \text{ \AA}$, a odatle izračunata energija γ -kvanta iznosi $h\nu = 47,2 \text{ keV}$. Ovako dobivene vrednosti na dva različita načina su u dobrom saglasnosti, pa se smatra da je ovo sigurna potvrda postavljenog objašnjenja emisije γ -zraka.

Neka jezgra emituju γ -zrake prilikom α -dezintegracije. Uzmimo kao najpoznatiji primer transformacije ${}^{226}_{88}\text{Ra}$ u ${}^{222}_{86}\text{Rn}$. Pri ovakvoj transformaciji emituju se α -čestice i γ -kvanti talasne dužine $\lambda = 0,0652 \text{ \AA}$ i energije $E = h\nu = 189 \text{ keV}$. Isto tako je ustanovljeno da se prilikom ove dezintegracije emituju α -čestice dvojakih energija: $E_1 = 4,795 \text{ MeV}$ i $E_2 = 4,611 \text{ MeV}$. Sve ove činjenice navode na sledeće objašnjenje. Kad se emituje α_2 -čestica manje energije, onda jezgro-prodakt ostaje u eksitovanom stanju, iz koga odmah emisijom γ -kvanta prelazi u osnovno stanje. Razlika energija α -čestica $E_1 - E_2 = 184 \text{ keV}$ odgovara približno energiji emitovanog γ -kvanta.

Na slici 63-2 slično je shematski prikazan način emisije γ -zraka. Osnovno stanje jezgra Rn uzeto je za 0-ti energetski nivo prema kome jezgro Ra ima energiju od $4,795 \text{ MeV}$. Posle emisije α_2 -čestice manje energije jezgro Rn ostaje na nivou od $0,189 \text{ MeV}$, a ova energija se emituje γ -kvantom. Emisijom α -čestice redni broj Z se smanjuje za 2, što je prikazano na apscisi grafikona.



Sl. 63-2

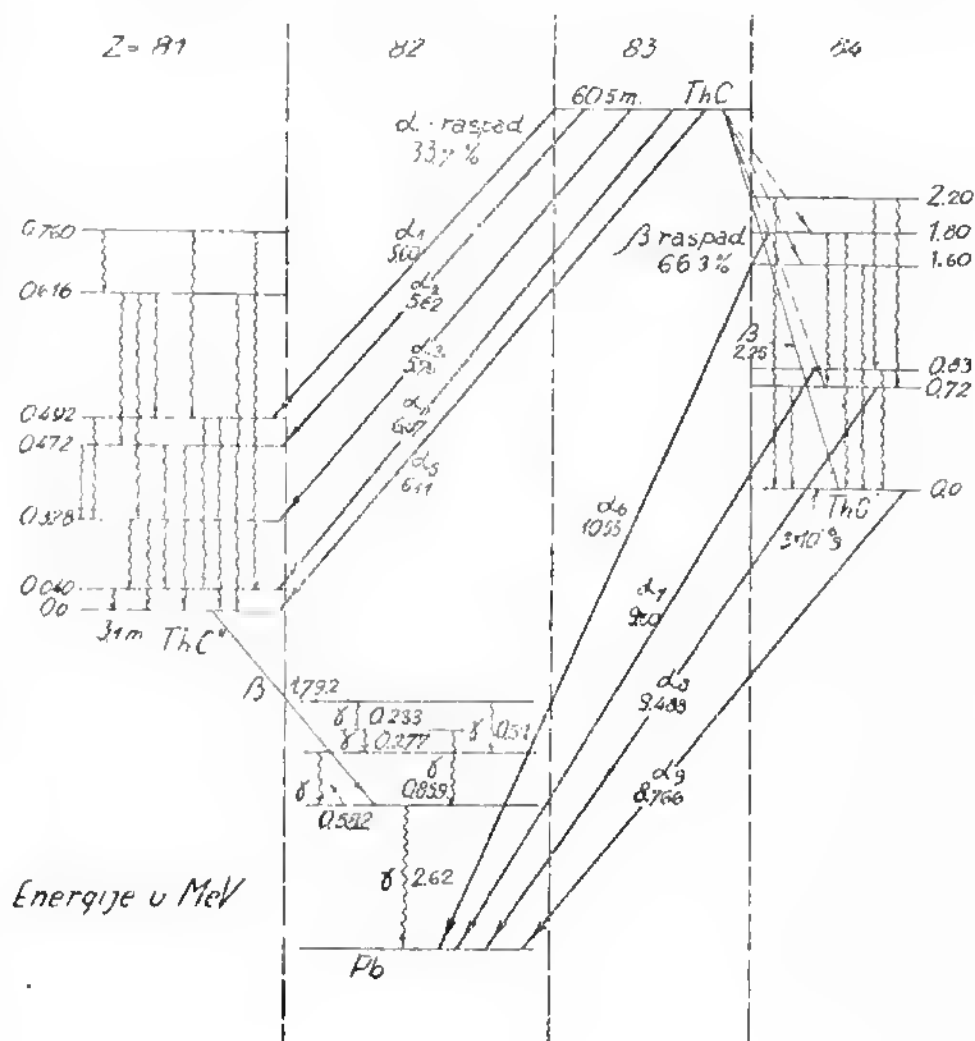


Sl. 63-3

Na grafikonu sl. 63-3 predstavljena je shematski transformacija ${}^{234}_{91}\text{Pa}$ (UX_2) kao izomera urana Z u uran II (${}^{234}_{92}\text{U}$). ${}^{234}_{90}\text{Th}$ (UX_1) emisijom β -čestice prelazi u metastabilno stanje jezgra ${}^{234}_{91}\text{Pa}$ (UX_2), koje daljom emisijom γ -kvanta sa periodom $T = 13$ časova prelazi u osnovno stanje UZ. UX_2 i UZ su onda izomeri jednog istog jezgra ${}^{234}_{91}\text{Pa}$, samo sa različitim energetskim nivoima. Daljom transformacijom uz emisiju β -čestica javljaju se još dva eksitovana stanja jezgra ${}^{234}_{92}\text{U}$, iz kojih se prelaskom u osnovno stanje emituju kaskadno γ_2 - i γ_3 -kvanti, sa periodom koji je nemerljivo kratak, tj. ovde se ne radi o metastabilnim stanjima već o najčešćem slučaju emisije γ -kvanta. U celom procesu se, dakle, emituju 3 ili 4 β -čestice različitih energija i 2 ili 3 γ -kvanta različitih frekvencija, od kojih se prvi emituje sa merljivim periodom, a druga dva odmah posle emisije β -čestice. Kao što se vidi, transformacija od ${}^{234}_{91}\text{Pa}$ do ${}^{234}_{92}\text{U}$ može da sledi na dva različita načina, od kojih prvi biva direktno emisijom samo jedne β -čestice, dok drugi ide preko izomera UZ emisijom jedne beta-čestice i 3 gama-kvanta ili pak sa 2 gama-kvanta.

Najveći broj transformacija se dešava na prvi način, dok se preko izomera dešava samo 0,12% od ukupnog broja transformacija. To pak, drugim rečima, znači da prvi proces ima mnogo veću verovatnoću od drugog. (Oznake izotopa u zagradama potiču od prvih oznaka u prirodnim radioaktivnim nizovima koji su bili uvedeni prilikom otkrića prirodne radioaktivnosti, tj. u vreme kada nije bio poznat današnji broj izotopa i elemenata.)

Na grafikonu sl. 63-4 predstavljen je na sličan shematski način proces transformacije ThC , koji je karakterističan po tome što emisija γ -zraka prati istovremeno i α - i β -dezintegracije i što se pri tom javlja veliki broj eksitovanih stanja jezgra odnosno spektar γ -zraka ima veoma mnogo linija. (Shema je data prema zvaničnim podacima USA Nacionalnog biroa za standarde.) Vidi se da ovde postoji grananje transformacije u dve grane, od kojih svaka ima više kombinacija. U prvoj grani ThC prelazi u ThC' preko α -dezintegracije u različitim kombinacijama sa emisijom γ -kvanta. ThC' se dalje emisijom β -čestice i γ -kvanta vrlo velike energije transformiše u stabilno olovo. U drugoj grani se kompleksnom β -transformacijom i emisijom γ -zraka obrazuje ThC' . U daljoj transformaciji ThC' emituje α -čestice izrazito velikog dometa i takođe prelazi u stabilno olovo.



Sl. 63-4

Na sličan način su ispitane mnoge vrste transformacija koje prati emisija γ -zraka. Sve ovakve emisije γ -zraka ukazuju da i u jezgru atoma postoje energetske nivoe slični onima u elektronskom omotaču atoma. No ipak u mnogim slučajevima ovakva teorija energetskih nivoa jezgra ne zadovoljava.

Pri svakoj emisiji γ -kvanta obavezno važi zakon o održanju ukupne energije. Energija emitovanog γ -kvanta je uvek jednaka razlici ukupnih energija jezgra pre i posle emisije.

Proces emisije γ -kvanta može se analizirati i na osnovu zakona o održanju ukupne količine kretanja. Totalni nuklearni moment količine kretanja (ugaoni moment) izražava se kvantnim brojem I i veličinom \hbar , kao što je prikazano u § 96. Ako jezgro pre emisije γ -kvanta ima izvestan moment količine kretanja, onda istu količinu kretanja moraju imati zajedno emitovani γ -kvant i jezgro posle emisije. Naravno, moment količine kretanja γ -fotona sastoji se iz ugaonog momenta spina i orbitnog ugaonog momenta u odnosu na jezgro. U tom slučaju, na osnovu zakona o održanju ugaonog momenta, ukupni moment emitovanog γ -kvanta mora biti jednak promeni momenta količine kretanja jezgra. Ovu promenu ugaonog momenta

jezgra izrazićemo sa $\Delta I\hbar$. Naravno, mora se voditi računa o tome da je moment količine kretanja vektorska veličina i da vektor $\Delta I\hbar$ mora imati suprotan smer od vektora ugaonog momenta emitovanog fotona. Ugaoni moment spina fotona iznosi $1\hbar$. Usled toga, najveću verovatnoću emisije ima γ -kvant pri $\Delta I = \pm 1$. Tada γ -foton odnosi sobom ugaoni moment $1\hbar$, pa nikakvo dalje preuređenje u jezgru nije potrebno. Zbog toliko velike verovatnoće vreme emisije je ekstremno malo i prema proračunima manje je od 10^{-16} s. Prateći zakone kvantne teorije i zakon o održanju ugaonog momenta dolazi se do zaključka da je emisija γ -fotona utoliko verovatnija ukoliko je $\Delta I\hbar$ manje, ali je nemoguća emisija γ -kvanta pri $\Delta I = 0$, jer u tom slučaju zakon o održanju ugaonog momenta ne može biti zadovoljen. Ustanovljeno je u malom broju slučajeva da je pri $\Delta I = 0$ moguća samo emisija para pozitron—elektron.

Kvantna teorija takode predviđa da se zakon o održanju ugaonog momenta može zadovoljiti za emisiju pri $\Delta I = 1$ samo ako jezgro vrši emisiju kao dipol, za $\Delta I = 2$ emisiju mora vršiti četvoropol, za $\Delta I = 3$ osmopol itd. Pri tom treba imati u vidu da jezgro može ispoljavati i električne i magnetske dipole odnosno multipole. Ona vrsta multipola koja omogućuje emisiju sa manjim $\Delta I\hbar$ ima prednost i, prema tome, veću verovatnoću.

Ako se uzme u obzir činjenica da je za γ -emisiju uvek

$$\frac{R}{\lambda} \ll 1, \quad (63,1)$$

gde je R poluprečnik jezgra, a λ talasna dužina γ -fotona, dolazi se do zaključka da se teško može održati moment količine kretanja pri emisiji multipola. Kako se verovatnoća γ -emisije u ovom slučaju izražava sa

$$\left(\frac{R}{\lambda}\right)^{2(\Delta I-1)} \quad (63,2)$$

može se zaključiti da je verovatnoća emisije multipola ekstremno mala odnosno period T vrlo veliki. Tako je srednji život, recimo, za $h\nu = 1$ MeV i $\Delta I = \pm 2$, oko 10^{-13} s. Međutim, za $h\nu = 0,01$ MeV i $\Delta I = \pm 5$ srednji život τ ima red veličine 10^{13} godina.

Z A D A C I

1) Radioaktivna konstanta λ za uran iznosi $4,9 \cdot 10^{-18} \text{ s}^{-1}$, a za radon $2,09 \cdot 10^{-6} \text{ s}^{-1}$. Izračunati za ove elemente vreme poluraspada (period T) i srednji život atoma τ .

2) Vreme poluraspada radijuma iznosi 1 600 godina. Koliko se atoma dezintegrira u čistom preparatu od 1 g Ra za 1 godinu?

3) Poznato je da jedinica radioaktivnosti 1 kiri odgovara broju dezintegracije 1 g Ra u sekundu. Izračunati ovaj broj dezintegracija ako je vreme poluraspada T za radijum 1 600 godina.

4) Rn^{222} emituje α -čestice energije 5,5 MeV. Ako se energija svih α -čestica koje emituje 10 g Rn pretvara u toplotu, izračunati koliko se toplote oslobodi od ovog preparata u 1 s. (Ne uzimati u obzir produkte radona.) Vreme poluraspada radona iznosi 3,825 dana.

5) Izraziti radioaktivnost 5 kg čistog urana 238 u radzerfordima (rd).

6) Jednog momenta izdvojena je izvesna količina čistog RaA ($_{84}\text{Po}^{218}$), čije je vreme poluraspada $T = 3,05$ min. Radioaktivnom transformacijom RaA obrazuje se RaB ($_{84}\text{Pb}^{214}$), koji se pak dalje dezintegriše sa periodom $T = 26,8$ min. Odrediti posle kog vremena će količina RaB biti maksimalna.

7) Odrediti Avogadrov broj iz činjenice da se u toku jedne godine iz jednog grama radijuma obrazuje $0,043 \text{ cm}^3$ helijuma pod normalnim uslovima. Vreme poluraspada Ra iznosi 1 600 godina.

8) Koliko se radona može dobiti za 24 časa iz preparata radijuma od 5 g? Ovu količinu izraziti u kiriima i radzerfordima.

9) Koliku količinu polonijuma ($T = 138$ dana) treba imati da bi njegova aktivnost bila 5 milikirija?

10) Kolika je jonizaciona struja zasićenja u jonizacionoj komori u kojoj se nalazi 1 mg Ra, pod pretpostavkom da sve emitovane α -čestice jonizuju vazduh u komori na celoj dužini svoga puta?

11) U jonizacionoj komori se nalazi smeša vazduha i radona, a jonizaciona struja zasićenja iznosi $3,5 \cdot 10^{-14}$ A. Koliko radona se nalazi u komori ako 70% emitovanih α -čestica vrši jonizaciju vazduha u komori? Zanimariti produkte radona.

12) Koliki je uzmak jezgra atoma radona kada ovaj emituje α -česticu čija je energija 5,49 MeV?

13) Odrediti konstante A i B u Geiger-Nuttallovom zakonu za radon.

14) Za koliko se razlikuju mase atoma ${}_{86}\text{Rn}^{222}$ i ${}_{84}\text{RaA}^{218}$?

15) Pri prelazu atoma RaB iz eksitovanog stanja u osnovno javlja se, usled interne konverzije, emisija elektrona sa energijom 36,7 keV. Naći uzmak jezgra atoma RaB pri ovom procesu.

KVANTNO-TALASNA FIZIKA

§ 64. Osvrt na Bohrovu kvantnu teoriju

Rutherford-Bohrov model atoma i Bohrova kvantna teorija znatno su unapredili atomsku fiziku, otkrivanjem novih zakonitosti i davanjem orijentacije i podstreka za nova istraživanja i teorije. Bohrova kvantna teorija dala je niz neospornih rezultata u istraživanju atoma. Smatrajući kao celinu Bohrovu prvobitnu teoriju i Sommerfeldove i Wilsonove kvantne uslove, može se konstatovati da je ta teorija uspešno rešila pitanje spektra atoma vodonika, a zatim i niz zakonitosti u atomskim spektrima raznih atoma. Donekle je dala i kvalitativne rezultate molekulskih spektara. Objasnila je Periodni sistem elemenata na prihvatljiv način. Uvela je kvantne brojeve, pomoću kojih se karakteriše kretanje elektrona u atomu, a umnogome i mikročestica uopšte. Potvrdila je postojanje kvanta i uvela kvantovanje nekih fizičkih veličina. Može se reći da je Bohrova teorija uvela kvante u spektroskopiju, te su se mnogi spektri sveli na relativno jednostavna objašnjenja i tretiranja. Uspešno je tretirala problem uticanja magnetskog polja na stacionarna energetska stanja atoma, jer je objasnila Zeemanov efekt na zadovoljavajući način. Takode je objasnila i problem uticaja električnog polja na spektar atoma, objašnjenjem Starkovog efekta.

Sa Bohrovom kvantnom teorijom fizika je učinila krupne korake u oblasti mikroprocesa, te se pomoću nje saznalo mnogo novoga o strukturi atoma, u čemu je klasična fizika bila sasvim nemoćna i pored odlično razrađenih teorijskih metoda. Pored neobičnosti, karakterišu je smelost i relativna jednostavnost, a i u mnogim problemima dobro slaganje sa eksperimentalnim rezultatima.

Prirodno je da ovako zasnovana i formulisana teorija nije mogla biti bez ozbiljnih teškoća i nedostataka. U proučavanju ranije nepoznatih zakonitosti mikroskopa svaki nov krupniji pronalazak osetno menja ranija shvatanja i teorije, jer je atomska fizika vrlo mlada, a u doba Bohrove teorije to su bile njene prve godine. Zato je i Bohrova teorija u mnogim pitanjima prevaziđena, a u nečemu i odbačena.

Od raznih teškoća, nedostataka i protivrečnosti Bohrove kvantne teorije navodimo samo neke.

Pre svega, glavni temelji, na kojima je Bohrova kvantna teorija zasnovana, međusobno se isključuju. Jedan je temelj klasična fizika sa svojom kontinualnošću, a drugi — kvantovani moment količine kretanja i energija. To je istovremeno i protivrečnost same teorije. Doduše, i pored toga se pomoću nje dobivaju dobri rezultati za atom vodonika i za jone (atome) slične atomu vodonika, koji bi se mogli nazvati „hidrogenoidi“.

Može se reći kao da je Bohrova teorija „montirana“ od klasičnih i kvantnih jednačina, pa se onda u toj montaži traži homogeno funkcionisanje. Tu dolazi i zabrana zračenja energije kada se naelektrisana čestica ubrzava. Razlog tome je da se olakša izvesno izračunavanje u cilju dobivanja kvantitativnih rezultata i da se očuva stabilnost atoma, koja mora postojati.

Ne ulazi u proces zračenja elektromagnetskih talasa, nego samo uzima u obzir početak i kraj toga procesa sa gledišta nivoa energije.

Uopšte nije dala nikakve metode za izračunavanje verovatnoće prelaza iz jednog kvantnog stanja u drugo.

Nije uspela objasniti spektre atoma helijuma niti mehaničkih interakcija, iako je to sistem triju tela, koji je u nebeskoj mehanici objašnjen sa mehaničke strane. Detaljne i vešte primene Bohrove teorije dovele su u tome do rezultata koji se uopšte ni izdaleka nisu slagali sa eksperimentom. To pokazuje da Bohrova teorija nije dobro objasnila spektre složenijih atoma.

Teškoće Bohrove teorije sa orbitnim momentom očigledno su prvenstveno za s-stanje. Za atom sa jednim elektronom, a u osnovnom stanju, u izrazu za energiju uzima se $n = 1$, dok se u izrazu za orbitni moment uzima $n_{\varphi} = n = 0$, što bi dovelo do beskonačno velike energije. Ta dva postupka su inkompatibilna, iako ih Bohrova teorija prihvata.

Planetarni model atoma sa kvantovanjem položaja orbita u neku ruku ima oblik dosta sličan aksijalnoj simetriji. Svi pokušaji da se za atom vodonika otkrije ta aksijalna simetrija ostali su bez uspeha, pa su čak dokazali da atom vodonika u nepobuđenom stanju poseduje sfernu simetriju. Tako ni osnovni planetarni model atoma, koji je glavni predmet proučavanja Bohrove teorije, ne samo što nije potvrđen nego je eksperimentalno pobijen.

Bohrova teorija nije omogućila izračunavanje intenziteta spektralnih linija.

Svetlost se u nekim pojavama smatrala da je korpuskularne prirode, kao, npr., u procesima emisije i apsorpcije, a u drugim pojavama kao da je talasne prirode, kao, npr., pri prostiranju svetlosti. Te dve krajnosti su se međusobno isključivale, jer ih je Bohrova teorija posmatrala jednostrano, odnosno sasvim nepotpuno.

I sam Bohr je uvideo mnoge teškoće svoje teorije, pa je nastojao da ublaži, ako ne i da ukloni neke protivurečnosti, pokušavajući da u principu dobija klasičnu fiziku kao krajnji slučaj svoje kvantne teorije. Otuda i njegov princip korepondencije.

Ne očuvavši ni u svojim granicama planetarni model atoma, Bohrova teorija je ustupila mesto novijoj kvantno-talasnoj teoriji, koja je odustala od davanja ilustrativnih modela atoma uopšte.

I pored tih i ostalih teškoća Bohrova teorija je, iako prevaziđena, ostavila aktuelnim mnoga saznanja. Postulati za zračenje i apsorpciju, svi kvantni brojevi, Pauliev princip — sve je to zasnovano prema Bohrovoj teoriji, pa jednim delom predstavlja i jedan od njenih osnova, i sve je to sa malim ili nikakvim izmenama i delimično sa nešto drukčijim objašnjenjima prihvaćeno i u savremenoj atomskoj fizici, te je ostalo aktuelno i do danas.

I danas su aktuelne čak i numeričke vrednosti nekih fizičkih veličina koje se odnose na atome. Neke su toliko dobro izračunate da nisu pretrpele ni male popravke.

Zato je i pored prevazidenosti i jednostranosti Bohrova teorija sa nekim svojim metodima i rezultatima i danas aktuelna, korisna i primenljiva. Njena uloga je neosporna i pored dosta veštačkog i na izgled mehanicističkog.

§ 65. Comptonov efekt

Compton je 1923. godine otkrio pojavu da je prilikom nailaska Röntgenovih zraka na supstanciju talasna dužina tih zrakova posle rasipanja veća od prvobitne. To znači da su zraci prilikom sudara sa elektronima atoma te supstancije predali jedan deo svoje energije elektronima. Tako su Röntgenovi zraci posle sudara sa elektronima postali „mekši“.

Ta promena talasne dužine svetlosti usled sudara sa elektronom može se i kvantitativno izračunati.

Obeležimo sa λ talasnu dužinu Röntgenovih zraka (svetlosti) pre sudara sa elektronom, sa λ' posle sudara, sa m_0 — masu elektrona pre sudara (masa mirovanja), sa m — masu elektrona posle sudara, kada je elektron dobio brzinu v .

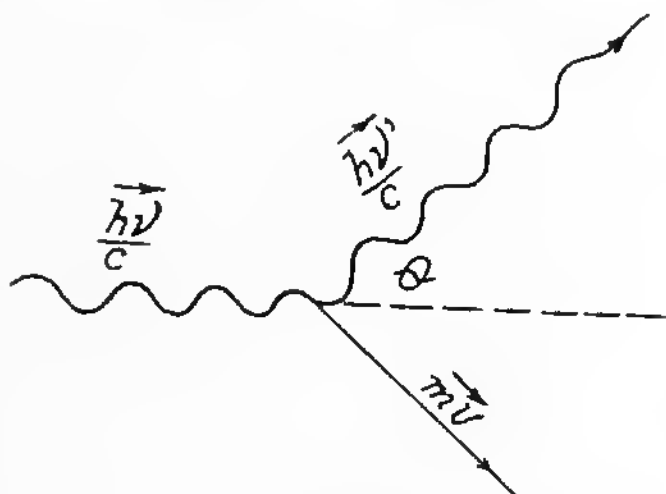
Ako foton naleti u nekom smeru, on će sudarom promeniti pravac, a i elektron će skrenuti pod nekim uglom. Neka je θ ugao za koji se svetlosni zrak rasipa (sl. 65-1).

Primenićemo zakon održanja energije i zakon održanja količine kretanja.

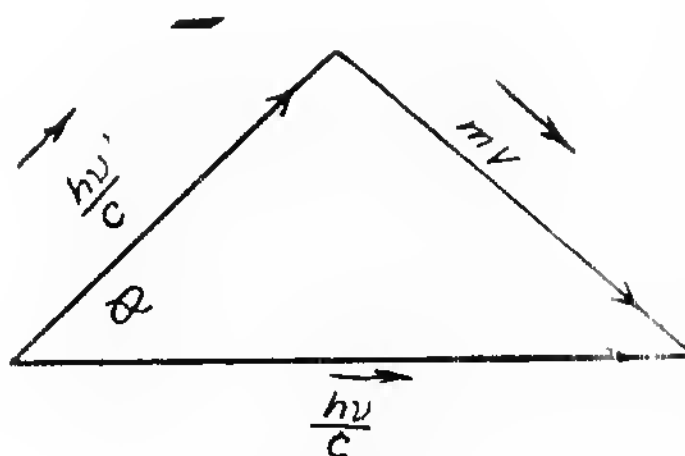
Prvi zakon daje relaciju:

$$h\nu + m_0c^2 = h\nu' + mc^2, \quad (65,1)$$

gde je m_0c^2 (relativistička) energija elektrona u mirovanju (pre sudara), mc^2 — relativistička energija elektrona posle sudara, kada je postigao brzinu v .



Sl. 65-1



Sl. 65-2

Druga relacija je među impulsima. Kako je impuls vektorska veličina, to se impulsi ne mogu sabirati algebarski, jer imaju različite pravce. Oni se moraju sabirati vektorski (geometrijski). Tu je naime trougao kao na sl. 65-2. Onda razena relacija glasi:

$$(mv)^2 = \left(\frac{h\nu}{c}\right)^2 + \left(\frac{h\nu'}{c}\right)^2 - \frac{2h^2\nu\nu'}{c^2} \cos \theta. \quad (65,2)$$

Iz relativističke dinamike prema definiciji energije i impulsa izlazi

$$p = mv, \quad E = \frac{m_0c^2}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}}.$$

Oдавde je

$$E^2 = E^2 \cdot \frac{v^2}{c^2} + m_0^2c^4 = m^2v^2 \cdot c^2 + m_0^2c^4$$

ili

$$E^2 = p^2c^2 + m_0^2c^4 = m^2c^4. \quad (65,3)$$

Iz (65,2) je

$$p^2c^2 = h^2\nu^2 + h^2\nu'^2 - 2h^2\nu\nu' \cos \theta. \quad (65,4)$$

Dizanjem (65,1) na kvadrat dobiće se

$$m^2 c^4 = h^2 (\nu - \nu')^2 + 2 m_0 c^2 h (\nu - \nu') + m_0^2 c^4 \quad (65,5)$$

Zamenom (65,3) i (65,4) dobiva se

$$h^2 \nu^2 + h^2 \nu'^2 - 2 h^2 \nu \nu' \cos \theta = h^2 (\nu - \nu')^2 + 2 m_0 c^2 h (\nu - \nu')$$

ili

$$m_0 c^2 (\nu - \nu') = h \nu \nu' (1 - \cos \theta).$$

Deljenje sa ν i ν' daje

$$m_0 c^2 \left(\frac{1}{\nu'} - \frac{1}{\nu} \right) = h (1 - \cos \theta).$$

No, $\frac{c}{\nu} = \lambda$, $\frac{c}{\nu'} = \lambda'$, pa je promena, odnosno povećanje talasne dužine usled sudara

$$\Delta \lambda = \lambda' - \lambda = \frac{h}{m_0 c} (1 - \cos \theta) = \frac{2h}{m_0 c} \sin^2 \frac{\theta}{2} \quad (65,6)$$

Ovde je karakteristična veličina $\frac{h}{m_0 c}$ koja ima dimenziju dužine. Njena vred-

nost je konstantna i iznosi

$$\frac{h}{m_0 c} = \frac{6,625 \cdot 10^{-27}}{9,1085 \cdot 10^{-28} \cdot 2,9973 \cdot 10^{10}} \text{ cm} = 0,0242 \cdot 10^{-8} \text{ cm} = 0,0242 \text{ Å} \quad (65,7)$$

Ova dužina se naziva i Comptonova talasna dužina. Ona se nalazi u oblasti tvrdih Röntgenovih zraka. Otuda se Comptonov efekt može najbolje konstatovati kod γ -zraka i tvrdih Röntgenovih zraka. Za vidljivu svetlost, čija talasna dužina iznosi nekoliko hiljada angstrema, ovakva promena je neznatna u odnosu na samu talasnu dužinu. Promena talasne dužine prema (65,6) ne zavisi od talasne dužine, pa i pri velikim uglovima rasipanja odnosno izletanja, kada je $\cos \theta$ vrlo malo, ta promena je opet istog reda desetih delova angstrema.

Prema talasnoj teoriji svetlosti teško je, a možda i nemoguće, dokazati da elektron dobije toliku energiju prilikom nailaska svetlosti na njega. Zato se smatra da je Comptonovim efektom potvrđena korpuskularna priroda te pojave, odnosno postojanje fotona, iako se i zakon fotoelektričnog efekta, koji je objasnio Einstein, može smatrati dokazom da postoje fotoni svetlosti.

Elektron na koji nailazi foton smatra se slobodnim elektronom, pa se Comptonov efekt može smatrati kao sudar fotona i elektrona. Kada je pojava masovna, onda i fotoni i elektroni izleću pod različitim uglovima u odnosu na pravac nailaženja fotona. Neki čak imaju taj isti pravac. Činjenica je da se tako dobiveni teorijski rezultat odlično slaže sa rezultatom eksperimenata.

Sada ćemo izračunati kinetičku energiju izbijenog elektrona u funkciji od energije fotona sa kojim se sudario.

Kinetička energija elektrona je ona energija koju mu je foton predao, odnosno ukupna energija koju je foton u procesu izgubio. Ona iznosi

$$E_k = h\nu - h\nu' = h(\nu - \nu'), \quad (65,8)$$

pa je

$$E_k = hc \frac{\lambda' - \lambda}{\lambda \lambda'} = hc \frac{\Delta \lambda}{\lambda \lambda'}.$$

S druge strane, prvobitna energija fotona je

$$E_f = h\nu. \quad (65,9)$$

Tada je

$$\frac{E_k}{E_f} = \frac{\nu - \nu'}{\nu} = \frac{\Delta \lambda}{\lambda'}$$

ili

$$\frac{E_k}{E_f} = \frac{\Delta \lambda}{\lambda + \Delta \lambda}. \quad (65,10)$$

Prema (65,6) će biti

$$\frac{E_k}{E_f} = \frac{\frac{h}{m_0 c} (1 - \cos \theta)}{\lambda + \frac{h}{m_0 c} (1 - \cos \theta)}. \quad (65,11)$$

Ova relacija pokazuje da predata energija zavisi od talasne dužine svetlosti. Ona je veća ukoliko je λ manje. Zato svetlost manje talasne dužine izaziva veću promenu brzine elektrona nego svetlost veće talasne dužine.

§ 66. Korpuskularno-talasna priroda čestice. De Broglieova relacija

Objašnjenjem fotoelektričnog efekta, koje je dao Einstein, fizika je došla do shvatanja da je svetlost dualističke prirode: korpuskularne (fotoni) i talasne (obični elektromagnetski talasi prema klasičnoj fizici). Inače, pre toga, svetlost je proučavana pretežno sa gledišta njene talasne prirode, naročito u 19. veku. Dualistička priroda svetlosti ispoljava se u mnogim pojavama, pa su kvantitativne relacije brzo prihvaćene, jer su dale rezultate koji se dobro slažu sa eksperimentima. Tako je od izraza za energiju fotona

$$E = h\omega = h\nu \quad (66,1)$$

uveden i izraz za impuls svetlosti (fotona) u obliku

$$p = \frac{E}{c} = \frac{h\nu}{c}. \quad (66,2)$$

Ovim izrazima smo se već uspešno služili u celoj Bohrovoj kvantnoj teoriji

Prema (66,2) imamo

$$\lambda = \frac{h}{p} = \frac{2\pi\hbar}{p}. \quad (66,3)$$

Dakle, talasna dužina svetlosti jednaka je količniku iz Planckove konstante dejstva (elementarnog kvanta dejstva) i impulsa (količine kretanja) fotona.

Ova relacija bi predstavljala kvantitativnu vezu između korpuskularne strane i talasne strane dualističke prirode svetlosti.

Kada je Bohrova kvantna teorija naišla na znatne teškoće u objašnjavanju raznih fizičkih pojava i kada su se pojavljivale teškoće u primeni klasične fizike na atomske pojave, de Broglie (de Broij) iznosi 1924. godine novo shvatanje o svojstvima običnih čestica, odnosno supstancije i tela uopšte. Služio se teorijom relativnosti i matematičkim aparatom, ali shvatanje se svodi uglavnom na sledeće.

Dok se decenijama naročito isticala talasna priroda svetlosti, a njena korpuskularna priroda energično potiskivala, pa bila i sasvim ignorisana, dotle se na drugoj strani za obične čestice i tela isključivo stajalo na pozicijama da je sve to jedino korpuskularne prirode. De Broj predlaže hipotezu da postoji jedinstvo prirode i da obične čestice, iako do tada smatrane isključivo korpuskularnim, ipak imaju neke talase kao sastavni deo svoje prirode. Dakle, i supstancija je dualističke prirode, a ne samo svetlost. Mehanika ne treba da bude samo mehanika masa i impulsa, nego i talasa, koji su asocirani svakoj čestici, svakom telu.

Smela de Broglieova hipoteza označena je relacijom, koja je potpuno identična sa relacijom (66,3) za svetlost, tj.

$$\lambda = \frac{h}{p} = \frac{h}{mv} = \frac{2\pi\hbar}{mv} \quad (66,4)$$

Ovo je čuvena de Broglieova relacija za dualističku prirodu supstancije.

Čestica mase m i brzine v ima talasnu dužinu λ , koja se dobiva kada se Planckova konstanta dejstva podeli proizvodom te mase i brzine, odnosno kada se elementarni kvant momenta količine kretanja podeli količinom kretanja (impulsom) te čestice.

Velika je novost u tome talasu, koji je pridružen, asociran čestici. On se tretira kao sastavni deo prirode svakog tela. Prema tome, postoji savršena analogija između svetlosti i obične supstancije, sastavljene od atoma i molekula.

Kako onda shvatiti česticu sa njenom dualističkom prirodom? Odgovori su različiti, ali bi možda najbolji odgovor bio — t e š k o. Naime, najpre se smatralo da se čestica može shvatiti kao talasni paket, tj. kao specijalni talasi, koji na malom prostoru, gde se kaže da se čestica nalazi, imaju svoje amplitude, a na većim rastojanjima te amplitude su jednake nuli, odnosno tamo su neobično male. To se shvatanje, kao što ćemo videti, nije moglo održati. Sam pronalazač nije uspeo dati zadovoljavajuće objašnjenje prirode toga talasa. Čak je u početku pretpostavljao da to nisu fizički talasi, nego neki matematički talasi verovatnoće, koji ne postoje realno. Kasnije je došao do shvatanja da su to realni fizički talasi. Ali, ni on ni ostali fizičari nisu uspeali objasniti prirodu povezanosti tih talasa sa korpuskularnom stranom čestice. Smatra se da ti talasi postoje, pa su nazvani de Broglieovi talasi. Rezultati dobiveni na osnovu tih shvatanja vrlo su precizni i predstavljaju višu fazu u odnosu na dotadašnja klasična shvatanja i proučavanja, a takode i u odnosu na shvatanja prema Bohrovoj kvantnoj teoriji.

De Broglieova relacija o dualističkoj prirodi supstancije poslužila je kao osnov savremene „talasne mehanike” ili „kvantne mehanike”, iako kao predmet proučavanja te oblasti nisu najvažnija mehanička kretanja. Zato je mnogo pravilnije da se ta nova oblast naziva kvantno-talasna fizika ili kvantno-talasna teorija, jer se u stvari odnosi i na kvante i na talase.

Dualistička priroda supstancije je ubrzo posle de Broglieove relacije otkrivena i eksperimentalno, tako da se danas sva preciznija tretiranja vrše sa takvog gledišta.

I za de Broglieove talase važe veličine kao za obične ravanske talase. Kao i tamo, i ovde se uvode veličine: f a z n a b r z i n a i g r u p n a b r z i n a.

Fazna brzina je, doduše, veća od brzine svetlosti, jer iznosi $v_{\varphi} = \frac{c^2}{v}$, gde je v

brzina čestice, a grupna brzina jednaka je običnoj brzini čestice.

Već na prvom koraku kvantno-talasne fizike ogleda se novost, koju ona unosi u shvatanja strukture materije, a to je da se čestice ne mogu prikazivati pomoću nekih geometrijskih ili ilustrativnih modela, osim da budu daleko od stvarnosti. Jer je ipak teško geometrijski u prostoru naći mesto tome talasu uz kor-

puskulu u obliku modela, iako se smatra da postoje zajedno u prirodnom dualističkom jedinstvu. Naći mesto gde se nalazi talas predstavlja složen problem u pogledu lokacije u obliku običnih koordinata, kao što je uobičajeno u klasičnoj fizici.

Svaka čestica i svako telo ima svoju talasnu dužinu, koja se može i izračunati, pa ćemo se i osvrnuti na neke od njih.

Podimo najpre od elektrona kao jedne od vrlo važnih čestica. Uzmimo da mu je brzina kao u atomu vodonika, recimo $2,2 \cdot 10^8$ cm/s (31,6). Onda je de Broglieova talasna dužina takvog elektrona

$$\lambda = \frac{6,62 \cdot 10^{-27}}{9,1 \cdot 10^{-28} \cdot 2,2 \cdot 10^8} \text{ cm} \approx 3,7 \text{ \AA}.$$

Za druge brzine elektrona dobiće se odgovarajuća talasna dužina njegovog de Broglieovog talasa.

Uzmimo sada neku česticu gasa na temperaturi T . Onda je kinetička energija te čestice

$$E_k = \frac{mv^2}{2} = \frac{3}{2} kT,$$

gde je m masa te čestice, k —Boltzmannova konstanta u kinetičkoj teoriji materije. Prema tome je

$$v = \sqrt{\frac{3kT}{m}},$$

a de Broglieova talasna dužina te čestice

$$\lambda = \frac{h}{m \sqrt{\frac{3kT}{m}}} = \frac{h}{\sqrt{3mkT}}. \quad (66,5)$$

Neka je, na primer, $m \approx 10^{-12}$ g, temperatura obična $T \approx 300^\circ\text{K}$; onda je $\lambda \approx 5 \cdot 10^{-5}$ Å.

Pri istoj takvoj energiji dobiva se za atom helijuma λ oko jednog angstrema, a za elektron nekoliko desetina angstrema.

Relacija samo pokazuje da makrotela imaju vrlo malu talasnu dužinu zbog svoje velike mase, koja mnogo više unese promene u numeričkom pogledu u m nego brzina toga tela u izrazu za λ .

Ali, ovi numerički rezultati pokazuju sa kvantitativne strane da se de Broglieova talasna dužina brzih elektrona nalazi u domenu Röntgenovih zraka, što je od velikog značaja za eksperimentalno proučavanje. Na tome je i zasnovana eksperimentalna potvrda postojanja tih talasa.

Za izračunavanje je korisno imati de Broglieovu relaciju za talasnu dužinu elektrona, koji se ubrzava pri naponu U . Onda se brzina elektrona dobiva prema jednačini

$$\frac{mv^2}{2} = eU, \quad (66,6)$$

odakle je

$$mv = \sqrt{2meU},$$

pa je odgovarajuća talasna dužina

$$\lambda = \frac{h}{\sqrt{2meU}} = \frac{h}{\sqrt{2me}} \cdot \frac{1}{\sqrt{U}}. \quad (66,7)$$

Često se λ traži u centimetrima ili angstromima, a U je dato u voltima. Onda su to neke mešovite jedinice, pa je

$$\lambda = \frac{6,62 \cdot 10^{-27}}{\sqrt{2 \cdot 9,1 \cdot 10^{-28} \cdot 4,8 \cdot 10^{-10}}} \cdot \frac{\sqrt{300}}{\sqrt{U}} \text{ cm}$$

jer je 1 stat V = 300 V, ili

$$\lambda = \frac{6,62 \cdot 10^{-27}}{\sqrt{9,1 \cdot 10^{-28} \cdot 4,8 \cdot 10^{-10}}} \cdot \frac{\sqrt{150}}{\sqrt{U}} \approx \sqrt{\frac{150}{U}} \cdot 10^{-8} \text{ cm} = \frac{12,25}{\sqrt{U}} \text{ Å}, \quad (66,8)$$

gde je U izraženo u voltima.

Ova relacija pokazuje da elektron koji se ubrzava potencijalskom razlikom od 150 volta ima talasnu dužinu oko jednog angstroma. To je talasna dužina reda talasne dužine Röntgenovih zrakova, pa se ova talasna svojstva mogu i eksperimentalno konstatovati.

Videli smo da se svojstva Röntgenovih zrakova uspešno proučavaju pomoću kristala, pa je umesno pretpostaviti da će se uz odgovarajuće potencijalske razlike za razne čestice dobiti pojava koja pokazuje dualističku prirodu supstancije. U zavisnosti od mase čestice dobiće se različite potencijalske razlike, kao što se vidi iz (66, 7).

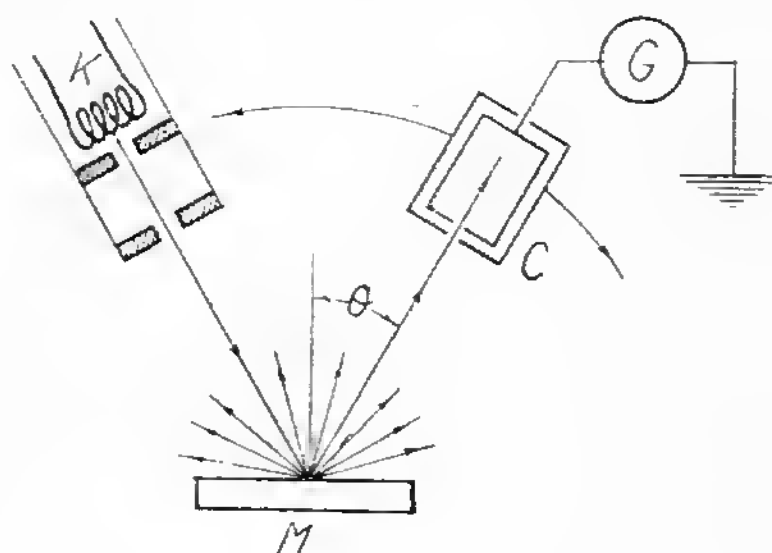
§ 67. Eksperimentalna potvrda dualističke prirode elektrona. Davisson-Germerov eksperiment. Difrakcija elektrona

Ugaona raspoređenost elektrona, koji se odbijaju od metalne površine, proučavana je i nekoliko godina pre pojavljivanja de Broglieove relacije. Najpre se pretpostavljalo da je različita ugaona raspodeljenost elektrona, a i njihovo odbijanje od površine metala, uslovljena svojstvima električnog polja atoma toga metala. Zato se smatralo da ta raspodeljenost može biti korisna za proučavanje svojstava tih električnih polja atoma metala, kao što se pomoću raspodeljenosti α -čestica dosta saznalo o strukturi atoma.

Medutim, nastala je interesantna situacija kada se saznalo da se ugaona raspoređenost odbijenih elektrona znatno menja kada se izvrši prekrystalizacija metala na koji ovi elektroni padaju. To bi značilo da ta raspoređenost umnogome zavisi od položaja atoma u kristalnoj rešetki. Već se dosta znalo o Röntgenovim zracima, pa se proučavanje te pojave odmah orijentisalo na metode proučavanja difrakcije tih zrakova.

Ideju o tome da se odbijanje elektrona od metala objasni pomoću de Broglieove relacije dao je Elsas-ser, a ubedljivi eksperiment za potvrdu difrakcije elektrona dali su Davisson (Davison) i Germer (Germer) 1927. godine.

Princip toga proučavanja sastojao se u glavnim crtama u sledećem. Iz usijane katode K (sl. 67-1) emitovani su elektroni, koji se ubrzavaju potencijalskom

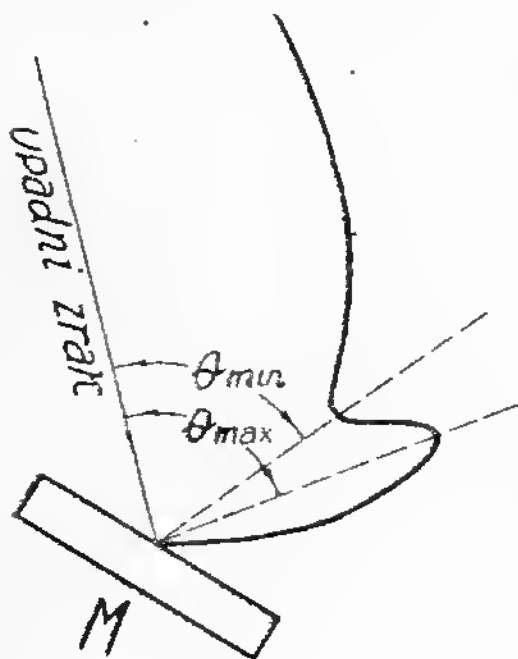


Sl. 67-1

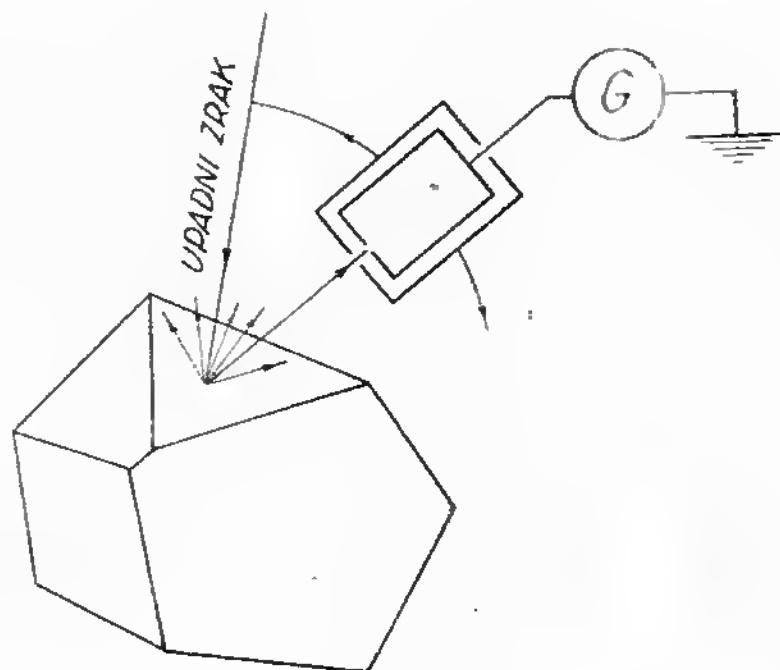
razlikom između prve dijafragme i te katode. Prošavši u obliku snopa kroz ceo uređaj za emitovanje, ti elektroni su orijentisani da udaraju o metalnu pločicu *M*. Na izvesnom rastojanju nalazio se kolektor *C*, koji je primao odbijene elektrone. Taj kolektor je postavljen tako da se lako može okretati pod određenim uglovima po luku. Kolektor je imao spoljašnji deo (elektrodu) i unutrašnji sa međusobnom izolacijom. Među njima je bila tolika potencijalna razlika da se u unutrašnji deo propuštaju samo oni elektroni koji imaju energije blizu energija primarnih elektrona. Time su se konstatovali samo odbijeni elektroni. Taj unutrašnji deo kolektora vezali su za osetljivi galvanometar, kojim se merila struja, odnosno jačina mlaza elektrona, koji nailaze pod određenim uglom. Kolektor se mogao pomerati pod raznim uglovima u jednoj ravni. Merili su struju pod raznim uglovima, odnosno pri raznim položajima kolektora. Rezultat su dali na polaznom dijagramu, gde je poteg predstavljao jačinu struje pod određenim uglom, koji odgovara tome potegu. Kriva ugaone raspodele struje, tj. broja elektrona imala je jasno izražene maksimume pod određenim uglovima kao na sl. 67-2.

Takav rezultat eksperimenta neodoljivo je podsećao na rezultate eksperimenata sa difrakcijom Röntgenovih zraka, pa je pojava i objašnjena na sličan način. Naime, protumačeno je da se radi o difrakciji elektrona i da maksimumi na polaznom dijagramu odgovaraju difrakcionim maksimumima.

Upoređivanje položaja tih maksimuma sa poznatom Bragg-Wulfovom formulom za difrakciju Röntgenovih zraka dalo je odlične rezultate, pod pretpostavkom da talasna dužina elektrona bude baš ona talasna dužina koja se dobiva prema de Broglieovoj relaciji.



Sl. 67-2



Sl. 67-3

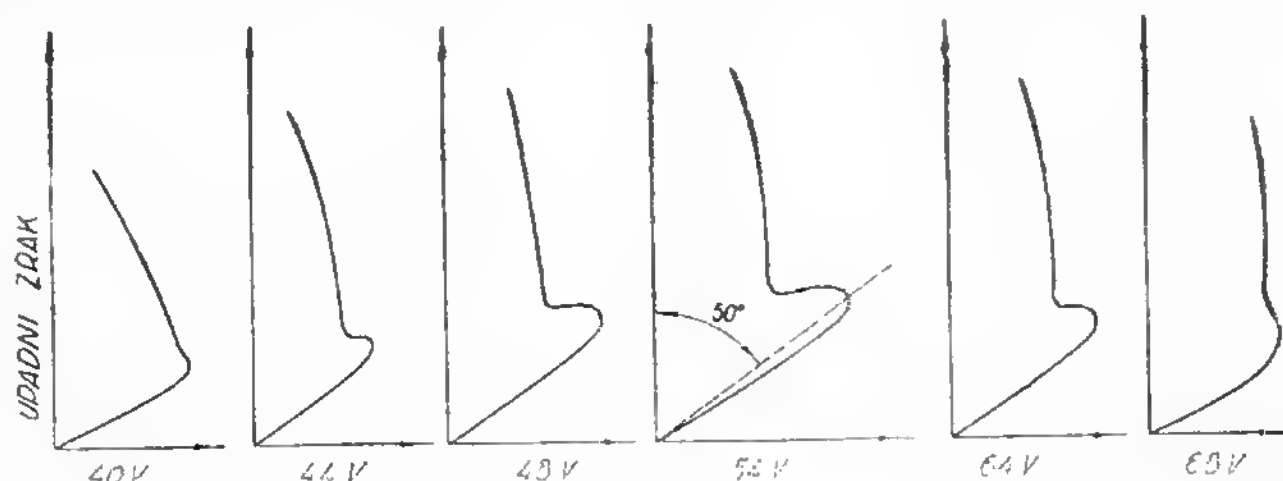
Da se zaista radi o difrakciji elektrona, pokazivala je činjenica da se pojava iz osnova menja kada se blizu cevi, koja emituje elektrone, prinese magnet. Da su to elektromagnetski talasi, onda ne bi bilo promena, ali pošto su to elektroni, oni skreću u magnetskom polju, pa se i sva difrakciona slika pomera i deformiše u odnosu na prvobitnu bez magnetskog polja.

Dakle, elektroni prilikom nailaska na metal i pri odbijanju od njega ne pokazuju pojavu difuzije, kao što se prema klasičnoj fizici očekivalo, nego pojavu difrakcije, kao što pokazuje kvantno-talasna de Broglieova relacija.

Davisson i Germer su tu pojavu proučavali i odbijanjem od monokristala nikla, koji je bio odsečen i uglačen paralelno sa ravnima kristalografskih indeksa (111) (sl. 67-3). Mlaz elektrona je padao normalno na tu trougaonu površinu

odsečenog kristala, a ravan koju čine mlaz upadnih elektrona i osa kolektora mogla je u odnosu na strane toga trougla obrtanjem kristala zauzimati proizvoljne položaje. Na primer, presek te ravni i ravni kristala mogao je prolaziti kroz teme trougla, ili prolaziti kroz sredinu strane, ili, pak, biti paralelan sa jednom stranom, itd.

Uzimajući prvi položaj (presek tih dveju ravni prolazi kroz teme trougla) i menjajući potencijalsku razliku, dobili su niz polaznih dijagrama kao na sl. 67-4. Eksperiment je pokazao da se za slučaj takvog kristala i takve odsečene kocke i dobivenog trougla, a pod normalnim upadnim pravcem, najizrazitiji maksimum dobiva pod uglom od 50° prema prvobitnom (upadnom) pravcu i pri potencijalskoj razlici od 54 V.



Sl. 67-4

Ali i pod tim uglom od 50° oblik dijagrama se znatno menja u funkciji od potencijalske razlike. Pri $U = 40$ V maksimuma nema, dok se pri $U = 40 - 50$ V već sve osetnije ističe, tako da pri $U = 54$ V postane najizrazitiji, pa se posle povećanjem potencijalske razlike sve više smanjuje, da pri $U = 68$ V sasvim nestane.

I takvi rezultati pokazuju talasna svojstva elektrona, odnosno njihovu difrakciju.

Obrtanje kristala oko ose, koja je normalna na ravni zasecanja, takode je potvrdilo talasna svojstva odbijenih elektrona, jer su se difrakcioni rezultati i slika dobili samo u određenim položajima, koji su predviđeni prema čak i uprošćenoj teoriji difrakcije.

Prema tome se danas smatra da je Davisson-Germerov eksperiment potpuno dokazao da postoji difrakcija elektrona, a time i potvrdio teoriju o dualističkoj, korpuskularno-talasnoj prirodi elektrona. Neki smatraju da je to jedan od najvažnijih eksperimenata u atomskoj fizici u razdoblju pre otkrića nuklearne fisije.

Efikasnost tih eksperimenata ogleda se i u kvantitativnoj primeni de Broglieove relacije na njegove rezultate, prikazane pomoću teorije difrakcije Röntgenovih zraka.

Naime, ako je U potencijalska razlika koja ubrzava elektrone, onda je prema (66,7) talasna dužina elektrona

$$\lambda = \frac{h}{\sqrt{U}} \cdot \frac{1}{\sqrt{2me}}, \quad (67,1)$$

koja se ovde uzima analogno talasnoj dužini Röntgenovih zraka. No, tamo važi relacija (17,1)

$$n\lambda = 2d \sin \theta, \quad (67,2)$$

gde je θ ugao između upadnog zraka i ravni metala (tzv. ugao klizanja), d — konstanta difrakcione rešetke (ovde rastojanje među obližnjim ravnima kristalne rešetke), n — red difrakcionih pruga.

Zamenom (67,1) u (67,2) dobiva se

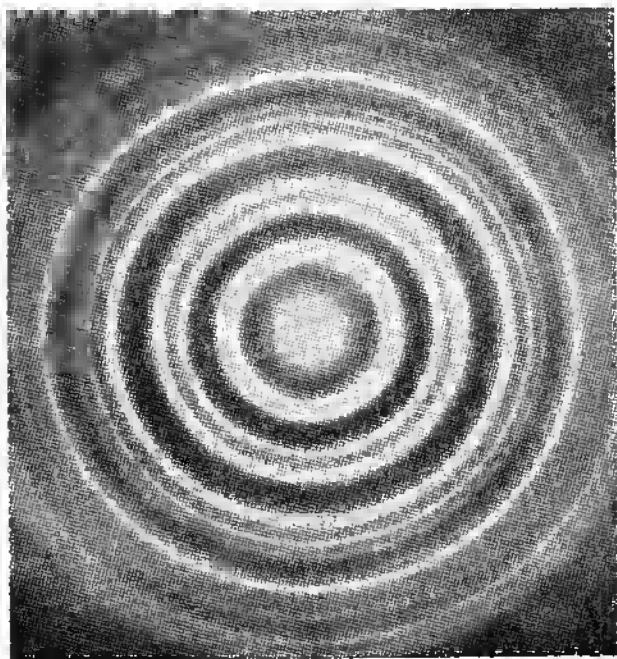
$$\sqrt{U} = \frac{h}{2d \sin \theta \sqrt{2me}} \cdot n. \quad (67,3)$$

Ova relacija pokazuje one vrednosti U koje odgovaraju odbijanjima elektrona, a takode i odgovarajuće maksimume.

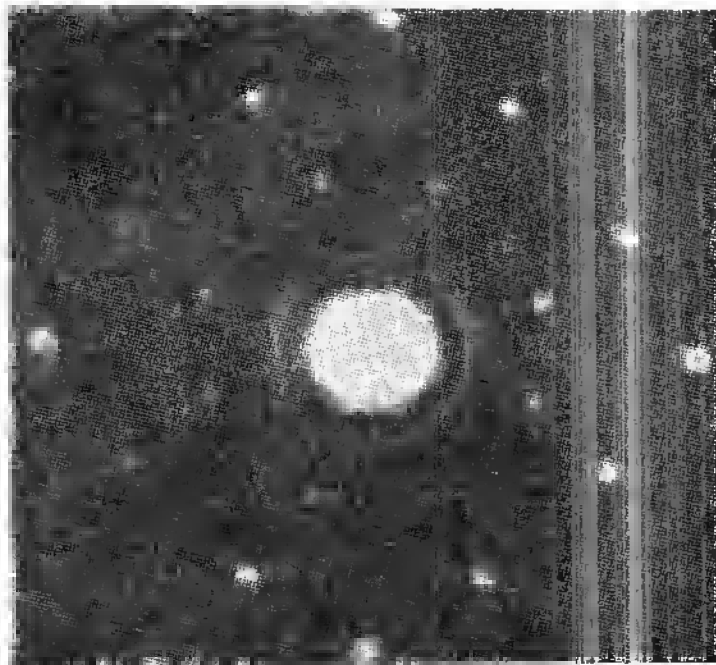
Slične eksperimente u cilju potvrde dualističke prirode elektrona i estalih čestica izveli su mnogi eksperimentatori, među kojima su vidne rezultate dobili Tartakovski, G. P. Thomson i Rupp (1928. godine).

Difrakcija elektrona dobivena je i fotografskim metodima kao na sl. 67-5, gde je prikazana difrakcija na listiću zlata.

Stern, Estermann i Johnson potvrdili su de Broglieovu relaciju i na atomima i molekulima. Zagrevajući odgovarajuće supstancije, dobivali su mlazeve sa atomima i molekulima sve većih energija, čime su menjali i de Broglieovu talasnu dužinu tih čestica. Jačinu odbijenog mlaza merili su vrlo osetljivim manometrima. Najpre su otkrili difrakciju molekula helijuma i vodonika.



Sl. 67-5



Sl. 67-6

Eksperimentalno je dokazana i difrakcija neutrona. Na slici 67-6 prikazan je oblik te difrakcije. Izračunaćemo talasnu dužinu neutrona u funkciji od njegove energije. Kinetička energija u funkciji od impulsa (količine kretanja) iznosi

$$E_k = \frac{p^2}{2m}, \text{ pa je } p = \sqrt{2mE}. \text{ Onda je de Broglieova talasna dužina neutrona}$$

$$\lambda = \frac{h}{\sqrt{2mE}} = \frac{6,62 \cdot 10^{-24} \text{ erg} \cdot \text{sec}}{\sqrt{2 \cdot 1,67 \cdot 10^{-24} \text{ g} \cdot E}}. \quad (67,4)$$

Ovde se E može prikazati u raznim jedinicama. Ako se energija izrazi u ergovima, λ se dobije u centimetrima. Može se E izraziti i u elektronvoltima, pa se onda λ dobiva uz odgovarajuću konstantu. Lako je proveriti da je λ reda veličine razmera kristalne rešetke kada ima običnu „termičku” energiju. To su tzv. spori, ili termički neutroni. Difrakcija neutrona ne dobiva se u ravni, nego u prostoru, zbog toga što njih supstancija zaustavlja teže nego elektrone.

Difrakcija elektrona, atoma i molekula služi i za proučavanje strukture raznih materijala. Pokazalo se da mlaz elektrona u tom proučavanju ima izvesne prednosti pred mlazom Röntgenovih zraka. Jačina odbijenih Röntgenovih zraka manja je od jačine elektronskih talasa.

Difrakcija čestica, objašnjena pomoću de Broglieove relacije, smatra se eksperimentalnim osnovom savremene kvantno-talasne fizike, odnosno savremene kvantne mehanike. U verodostojnost takvog shvatanja i objašnjenja skoro niko ne sumnja, iako se radi o velikoj suptilnosti talasa, za koje se konstatuju samo efekti, a ne i njihova prava priroda. Nijedan dosadašnji eksperiment, niti ijedna teorija nisu dali adekvatno objašnjenje prave povezanosti korpuskularne i talasne prirode elektrona, odnosno čestice uopšte.

§ 68. Talasna funkcija

Shvatanje čestice kao talasnog paketa nije se moglo održati, iako je u početku posle formulisanja de Broglieove relacije bilo dosta privlačno. Glavna teškoća u tome shvatanju bila je nepostojanost takvog paketa. Bilo bi zgodno da se sa takvim shvatanjem i kretanje čestica tretira slično klasičnoj fizici, jer se grupa talasa može kretati kao čestica. Centar grupe bi se kretao kao čestica. Ali, nepostojanost talasnog paketa je u rasplinjavanju grupe talasa u vakuumu. De Broglieovi talasi u grupi bili bi različitih brzina, pa u vakuumu nastaje dispersija, te se dimenzije talasnog paketa povećavaju, a sam paket se rasplinjava. Onda bi se dimenzije čestice povećavale do ma koje veličine, pa i do beskonačnosti. To bi došlo do izraza naročito kada bi se čestica kretala kroz nehomogenu sredinu. Prema takvom shvatanju moglo bi se doći i do zaključaka da se pomoću raznih eksperimentalnih uređaja priinaju samo delovi elektrona (čestice), jer je to sa gledišta prostiranja talasa sasvim moguće posle izvršene difrakcije. Iskustvo pokazuje da se čestice konstatuju u celini, da su nedeljive, pa otuda takvo shvatanje čestice kao talasnog paketa nije opravdano.

U specijalnim slučajevima može se ipak čestica tako predstaviti, pa je korisno proučavati takve pakete kao jednu vrstu grubog modela, no uvek sa napomenom o čemu se radi.

„Individualnost” elektrona se ispoljava i po tome što se smatra da difrakcija jednog elektrona nastaje nezavisno od difrakcije drugih elektrona. Zbog toga, talasnu prirodu čestica ne treba povezivati ni sa obavezom postojanja mnoštva čestica, pa tek onda da se konstatuju njihova talasna svojstva. Kao dokaz toga može poslužiti i elektron u atomu vodonika i uopšte mali broj elektrona u lakim atomima. I tamo se ispoljavaju talasna svojstva elektrona, iako je njihov broj neobično mali u odnosu na mnoštvo elektrona, koji bi prema takvom shvatanju bili obavezni nosioci talasnih svojstava.

Borba raznih shvatanja prirode čestice stižala se 1926. godine kada je B o r n dao s t a t i s t i č k o o b j a š n j e n j e de Broglieovih talasa. On zadržava korpuskularno-talasni dualizam i pribegava definiciji, koja se može prihvatiti kao postupak, iako ne daje dovoljno objašnjenje. Prema Bornu je intenzitet de Broglieovih talasa u ma kom mestu u prostoru proporcionalan verovatnoći nalaženja čestice na tome mestu.

Dakle, takvim shvatanjem se zadržava i realnost čestice i realnost talasa. Intenzitet se pokazuje u relativnom, a ne u apsolutnom smislu. Naime, tako se kvantitativno izračunava koliko je puta verovatnije da se čestica nalazi na jednom mestu u prostoru nego na drugom mestu.

Danas se takvo shvaćanje smatra najboljim, pa je kao takvo i prihvaćeno. Time su „talasi verovatnoće“ povezani sa česticom, tj. oni su kao nosioci mogućnosti one verovatnoće nalaženja čestice na određenom mestu. Takvo objašnjenje je dovelo do dobrih rezultata, koji su precizniji od svih prethodnih, pa je postalo i najbolje i zvanično. Na žalost, ni ono ne omogućava jasno objašnjenje povezanosti korpuskularne i talasne prirode čestice, iako sve to realno postoji.

Položaj čestice u prostoru u nekom trenutku može se odrediti bilo direktnim, bilo indirektnim metodom, tj. neposrednim merenjem i određivanjem koordinata x, y, z , ili merenjem stanja kretanja druge čestice koja se sudarila sa česticom čiji se položaj određuje.

Stanje kretanja čestice se, prema tome, može opisati nekom funkcijom mesta (koordinata) i vremena. Samo u specijalnim slučajevima to je matematički izraz za ravanski talas. Inače, to može biti vrlo složeni matematički izraz. Bez obzira na oblik te funkcije, njome se ipak opisuje stanje kretanja čestice, tj. verovatnoća nalaženja čestice na nekom mestu, pa se i kao takva smatra matematičkim prikazivanjem de Broglievih talasa.

U opštem obliku ta funkcija se može izraziti ovako:

$$\Psi = \Psi(x, y, z, t). \quad (68,1)$$

Ovaj izraz se naziva *talasna funkcija*.

Ako se prikaže kao proizvod funkcije koja zavisi od prostornih koordinata i funkcije koja zavisi od vremena, biće

$$\Psi = \psi(x, y, z) \cdot \varphi(t). \quad (68,2)$$

Funkcija $\psi(x, y, z)$ naziva se *amplituda talasne funkcije* $\psi(x, y, z, t)$.

Verovatnoća nalaženja čestice proporcionalna je kvadratu amplitude $\psi(x, y, z)^2$. Međutim, ta funkcija može biti kompleksna, pa je ta verovatnoća onda proporcionalna sa kvadratom apsolutne vrednosti te amplitude. Onda se može uzeti

$$\psi(x, y, z) = f + i g. \quad (68,3)$$

Konjugovano kompleksnu funkciju označićemo zvezdicom, pa je

$$\psi^*(x, y, z) = f - i g. \quad (68,4)$$

Onda je apsolutna vrednost amplitude

$$|\psi|^2 = f^2 + g^2 = \psi^* \psi. \quad (68,5)$$

Isto tako, ta verovatnoća se može prikazati i u obliku

$$|\psi|^2 = \psi^* \psi \quad (68,6)$$

Jer je odgovarajući deo funkcije, koji zavisi od vremena, uglavnom eksponencijalna funkcija $e^{\pm i \omega t}$, što se može zaključiti prema izrazu za ravanski ili drugu vrstu talasa.

Bliže određivanje verovatnoće može se dobiti kada se u blizini tačke (x, y, z) uzme zapreminski element $dV = dx dy dz$, tj. oblast između x i $x + dx$, y i $y + dy$, z i $z + dz$.

Funkcija ψ može se u tom malom delu prostora smatrati konstantnom, pa je verovatnoća nalaženja čestice u tom elementu prostora proporcionalna samom tom zapreminskom elementu.

Označimo li tu verovatnoću nalaženja čestice u zapreminskom elementu $dV = dx dy dz$ sa dP , biće

$$dP = |\Psi(x, y, z, t)|^2 dx dy dz. \quad (68,7)$$

Odavde je

$$\frac{dP}{dV} = |\Psi(x, y, z, t)|^2. \quad (68,8)$$

Ova veličina, koja je jednaka kvadratu apsolutne vrednosti talasne funkcije, naziva se **gustina verovatnoće**.

Ako se želi da se u momentu t odredi verovatnoća nalaženja čestice u nekoj određenoj zapremini V , dobiće se prema poznatoj teoremi o superpoziciji verovatnoća sledeći izraz:

$$P(V, t) = \int_V dp = \int_V |\Psi(x, y, z, t)|^2 dV, \quad (68,9)$$

gde se integriranje vrši po celoj zapremini V . Dobiveni izraz predstavljaće verovatnoću da se čestica u momentu t nalazi bilo gde u zapremini V .

Ako se integriranje vrši po celom prostoru, gde se čestica kao objektivna realnost mora nalaziti, onda je verovatnoća jednaka jedinici, jer se radi o potpuno sigurnom događaju. Onda je

$$\int_{\infty} |\Psi(x, y, z, t)|^2 dV = 1. \quad (68,10)$$

Ovaj izraz je vrlo koristan u izračunavanjima raznih fizičkih veličina, koje karakterišu kretanje čestice.

Za prostije slučajeve, recimo kada je poznata njena količina kretanja, talasna funkcija se može prikazati i kao ravanski talas. Inače se može i opštije Ψ prikazati u obliku

$$\Psi(x, y, z, t) = \psi(x, y, z) \cdot e^{+i\omega t}. \quad (68,11)$$

Onda je

$$\Psi^*(x, y, z, t) = \psi^*(x, y, z) \cdot e^{-i\omega t}. \quad (68,12)$$

Poznato je da se konjugovano kompleksna veličina dobiva prema odgovarajućoj kompleksnoj veličini na taj način da se i svuda zameni sa $-i$. Onda je jasno da se gustina verovatnoće može izraziti podjednako sa obe funkcije, odnosno

$$|\psi|^2 = \psi^* \psi = |\psi|^2 = \psi^* \psi. \quad (68,13)$$

Talasna funkcija predstavlja osnov proučavanja mikročestica i svih mikroprocesa. To je osnov savremene kvantne ili talasne, odnosno kvantno-talasne teorije i fizike, ili kvantne mehanike.

§ 69. Schrödingerova jednačina

Posle de Broglievog formulisanja veze između korpuskularne i talasne strane dualističke prirode supstancije bilo je jasno da se sa klasičnom fizikom ne može poći daleko prilikom proučavanja mikroprocesa. Za kretanje mikročestica klasična fizika ne daje zadovoljavajuće rezultate. Pokazala se kao gruba za takve kvantno-talasne procese.

U takvoj situaciji je 1926. godine matematički fizičar Schrödinger dao čuvenu talasnu jednačinu, koja je postala osnovna jednačina za kretanje mikročestica.

Pošao je od poznatih matematičkih izraza za talasne procese i od de Broglieve relacije. Umesto da tu talasnu jednačinu prikažemo u njenom običnom,

obliku kao diferencijalnu jednačinu drugog reda, ovde možemo poći od jednog mogućnog rešenja. Inače, takva, a naročito Schrödingerova jednačina, može imati i drugih rešenja.

Jedan od oblika rešenja može biti poznati ravanski talas, o kojem je bilo reči u I i II knjizi (I, 75 i II, 135).

Kako se ovde talasna priroda procesa prikazuje pomoću talasne funkcije ψ , možemo i nju prikazati kao sinusnu ili kosinusnu, odnosno kao eksponencijalnu funkciju sa imaginarnim eksponentom. To su specijalni slučajevi rešenja, ali se prema njima može dobiti opšti oblik jednačine od koje potiču. Uzećemo slučaj jedne dimenzije x .

Tu talasnu funkciju možemo prikazati u obliku

$$\Psi = A e^{i(kx - \omega t)} = \psi \cdot e^{-i\omega t}. \quad (69,1)$$

Ovde je k talasni broj:

$$k = \frac{2\pi}{\lambda}. \quad (69,2)$$

Vremenski eksponent uzet je sa znakom minus zbog praktičnosti u kvantnoj teoriji.

Opšti oblik talasne jednačine dat je pomoću drugog izvoda Ψ po x . Polazi se od talasa koji se prostire duž x -ose. I to je dovoljno za dobivanje opšteg oblika talasne jednačine.

Diferenciranjem (69,1) dobiće se

$$\frac{d\Psi}{dx} = ik \cdot \Psi, \text{ a zatim } \frac{d^2\Psi}{dx^2} = -k^2 \Psi,$$

ili

$$\frac{d^2\Psi}{dx^2} + k^2 \Psi = 0. \quad (69,3)$$

Ovo je čuvena i poznata talasna jednačina.

Skraćivanje vremenskim faktorom daje

$$\frac{d^2\psi}{dx^2} + k^2 \psi = 0. \quad (69,4)$$

Prema Schrödingerovom shvatanju i postupku, ova jednačina treba da posluži kao osnov za novu jednačinu kretanja čestice dualističke prirode. Schrödingerova ogromna zasluga sastoji se u tome što je ovaj talasni broj u poznatoj talasnoj jednačini zamenio pomoću de Broglieove relacije kvantnim i „korpuskularnim” veličinama.

Onda se prema de Broglieovoj relaciji dobije

$$k = \frac{2\pi}{\lambda} = \frac{p}{\hbar} \quad (69,5)$$

i posle zamene definitivno

$$\frac{d^2\psi}{dx^2} + \frac{p^2}{\hbar^2} \psi = 0. \quad (69,6)$$

Poznato je da se količina kretanja (impuls) čestice dobiva iz energije prema relaciji

$$p^2 = 2 m E_k = 2 m (E - U), \quad (69,7)$$

gde je E totalna energija, a U potencijalna energija. Već ovde je uneto jedno uopštenje, koje se odnosi na razne oblike potencijalne energije. No, moglo bi se pretpostaviti da se do opšte jednačine dolazi i ovim izrazom za slobodnu česticu, gde je energija kinetička.

Tako se dobiva definitivni oblik

$$\frac{d^2 \psi}{dx^2} + \frac{2m}{\hbar^2} (E - U) \psi = 0. \quad (69,8)$$

Ovo je čuvena *Schrödingerova talasna jednačina*. To je osnovna jednačina kvantno-talasne fizike, koja zamenjuje sve odgovarajuće jednačine klasične nekvantne fizike.

Ona se može proširiti na tri dimenzije, pri čemu se dobivaju parcijalni umesto običnog izvoda po koordinatama.

Uvođenjem opštijeg izraza za kinetičku energiju $E - U$, ova jednačina dobiva dalekosežni karakter i značaj. Iako montirana od talasnih i kvantnih elemenata, bez argumentovane veze u smislu objašnjenja, Schrödingerova jednačina je omogućila rešavanje niza problema, koji se na drugi način pomoću klasične fizike nisu mogli rešiti.

Iako se pomoću Schrödingerove jednačine dobivaju rešenja koja su preciznija od svih ranijih, karakteristično je da za mnoga kretanja i za mnoge fizičke probleme rešavanja te jednačine zahtevaju neobično komplikovane matematičke postupke. Zato je pomoću te jednačine rešen relativno mali broj problema. Glavna teškoća je u izrazima za potencijalnu energiju, koji komplikuju jednačinu u smislu mogućnosti njenog rešavanja.

Efikasnost Schrödingerove jednačine, i metoda uopšte, ogleda se i u tome što se kao granični slučajevi za fizičke veličine, dobivene pomoću nje, dobivaju poznati klasični izrazi i iznosi. To se može smatrati i potvrdom pravilnosti toga metoda.

Uporedo sa Schrödingerom i nezavisno od njega Heisenberg je razvio drugi metod prikazivanja kretanja mikročestica. To je tzv. *matrični metod*. On je uveo *matrice* u fiziku i pomoću njih prikazao razne fizičke veličine. Matematički se taj metod razlikuje od Schrödingerovog, ali dovodi do istih rezultata, pa se smatra da su ta dva metoda ekvivalentna. Čak je nadena i prirodna veza među njima, odnosno među odgovarajućim matematičkim izrazima za pojedine veličine i procese.

Možda je Schrödingerov metod nešto prirodniji i očigledniji, pa je i rasprostranjeniji. Oba su apstraktna, ali je Heisenbergov u tome manje pristupačan.

Rešavanje Schrödingerove jednačine i prikazivanje detalja Heisenbergove matrične fizike izlazi iz okvira ove knjige, pa to nećemo tretirati.

Možda ćemo se u nekim slučajevima koristiti rezultatima dobivenim pomoću Schrödingerove jednačine, i to bez izvođenja i dokazivanja. Ali, ti rezultati i izrazi su po obliku toliko blizu rezultata dobivenih pomoću Bohrove teorije da ih je lako zapamtiti i usvojiti.

Jedan od najvažnijih rezultata talasne mehanike je novi izraz za moment količine kretanja. Kvantno-talasnim tretiranjem vodonikova atoma nova teorija o dualističkoj prirodi čestica, pomoću Schrödingerove jednačine, daje sledeći važan izraz za moment količine kretanja (moment impulsa):

$$p_\varphi = L = M = \sqrt{l(l+1)} \hbar. \quad (69,9)$$

Prema staroj kvantnoj teoriji bilo je $p_{\varphi} = l\hbar$. Ispravka nije prevelika, ali je važna. Ovaj rezultat smo već naveli u (39,6). Za izračunavanje talasnih dužina spektralnih linija i za njihovo kvalitativno određivanje važno je imati u vidu ovu formulu u svakom slučaju. Pored ostalog naden je tzv. vektorski model atoma, gde se momenti količine kretanja prikazuju kao vektori. Ako se odgovarajući vektori označe sa \mathbf{L} i \mathbf{S} , onda će biti

$$\mathbf{J} = \mathbf{L} + \mathbf{S}, \quad (69,10)$$

gde je

$$S^2 \rightarrow S(S+1), \quad L^2 \rightarrow L(L+1), \quad J^2 \rightarrow J(J+1). \quad (69,11)$$

Iz (69,10) je prema tome

$$2(\mathbf{L} \cdot \mathbf{S}) = J^2 - L^2 - S^2,$$

ili

$$\mathbf{L} \cdot \mathbf{S} = \frac{1}{2} \left[J(J+1) - L(L+1) - S(S+1) \right]. \quad (69,12)$$

ZADACI

1) Pri Comptonovom efektu ulazni foton X-zraka ima talasnu dužinu $\lambda = 0,1 \text{ \AA}$. Posle interakcije sa elektronom talasna dužina se poveća za $\Delta\lambda = 0,024 \text{ \AA}$. Kolika energija je pri interakciji predata elektronu i pod kojim uglom skreće foton?

2) Pomoću Comptonovog efekta odrediti vrednost Planckove konstante h ako se efekt odigrao pri sledećim okolnostima: Talasna dužina ulaznog fotona $\lambda = 0,11 \text{ \AA}$, ugao pod kojim skreće foton $\theta = 110^\circ$ i ugao pod kojim odleće elektron $\alpha = 30^\circ$. Iskoristiti poznate vrednosti za masu elektrona u miru i brzinu svetlosti c .

3) Pri Comptonovom efektu ulazni foton ima talasnu dužinu $\lambda = 0,5 \text{ \AA}$ i skreće posle interakcije sa elektronom pod uglom $\theta = 90^\circ$. Koliku energiju prima elektron prilikom interakcije?

4) Posle interakcije pri Comptonovom efektu foton i elektron odlaze pod pravim uglom. Kolika mora pri ovome da bude frekvencija ulaznog fotona?

5) Kolikom brzinom treba da se kreće elektron da bi mu de Broglieova talasna dužina bila 1 \AA ?

6) Izračunati de Broglieovu talasnu dužinu za kapljicu tečnosti prečnika $0,1 \text{ mikron}$ i gustine $\rho = 0,9 \text{ g/cm}^3$, ako se kreće brzinom $v = 10 \text{ m/s}$.

7) Za koliko se promeni de Broglieova talasna dužina elektrona u atomu vodonika ako elektron pređe od prve na drugu orbitu?

8) Koliki napon u elektrostatičkom homogenom polju treba da pređe elektron, pošavši iz mira, da bi se de Broglieova talasna dužina elektrona promenila za 1 \AA ?

9) Uzani snop elektrona ubrzanih pod električnim naponom od 200 V usmeren je na tanku metalnu pločicu koja ima kristalnu strukturu. Na ekranu udaljenom 15 cm od pločice obrazuje se difrakcioni lik prvog reda — krug prečnika 6 cm . Koliko je rastojanje d među ravni u kristalima metala na kojima se vrši difrakcija elektrona?

10) Prema relaciji za difrakciju X-zraka (Bragg-Wulfova jednačina) naći tri najniža električna napona sa kojima treba ubrzati elektrone da bi se postigli maksimumi odbijanja elektrona na monokristalu, ako elektroni padaju pod uglom od 30° , a posmatranje se vrši pod istim uglom. Rastojanje ravni u kristalu (konstanta kristalne rešetke) $d = 3 \text{ \AA}$.

ELEKTRONSKA STRUKTURA ATOMA

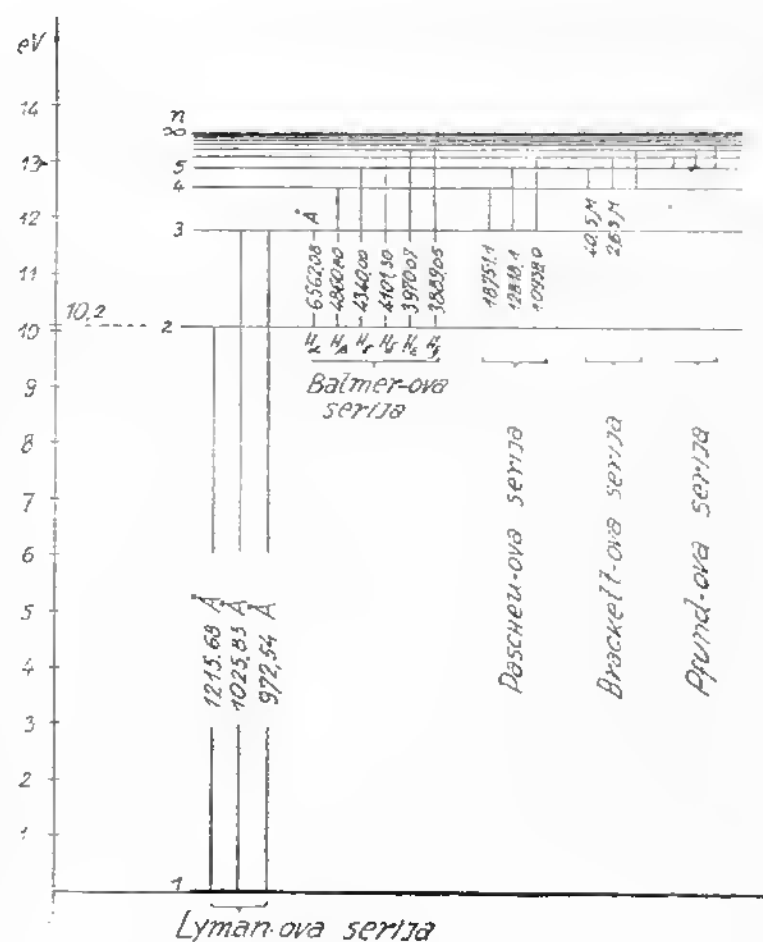
U prethodnim odeljcima izneti su osnovni zakoni kvantno-talasne mehanike. Ukazano je već na činjenicu da pored zakona klasične fizike u mikrosvetu atoma dolaze u velikoj meri do izraza i zakoni kvantne fizike i da time uslovljavaju strukturu atoma. Ovde ćemo se uglavnom pozabaviti iznošenjem nekoliko primera ustanovljene elektronske strukture nekih atoma, koji će ujedno i poslužiti da se bolje upoznaju zakoni kvantne fizike. Naravno, ovde ćemo se ograničiti samo na iznošenje kvantne strukture elektronskog omotača karakterističnih i jednostavnijih atoma.

Kvantna struktura elektronskog omotača atoma, kao što smo videli, može se analizirati na razne načine. Na prvom mestu se koriste energetske analize koje dovode do energetskih nivoa u atomu. Zatim dolaze momenti količine kretanja u atomskom omotaču, električni i magnetski momenti, energija jonizacije i dr. Zato ćemo ovde i izneti karakteristične odgovarajuće veličine i sastav nekih atoma.

§ 70. Atom vodonika

Atom vodonika je najjednostavniji atom, pa su na njemu već u više mahova izvedene analize, a ujedno su na njemu uglavnom i prikazivani osnovni zakoni kvantne fizike. Zato ovde nećemo ponavljati već izložene stavove već ćemo dati samo one koji dosad nisu prikazani. Isto tako, biće izloženi i oni faktori koji su neophodni za dalje izlaganje.

Na prvom mestu, na slici 70-1, prikazana je uobičajena shema energetskih nivoa u atomu vodonika. Energije elektrona u eV nanete su na vertikalnu osu grafikona, a energetski nivoi predstavljeni su horizontalnim linijama, uzimajući u obzir samo totalni kvantni broj n . Osnovni neeksitovani nivo je označen sa 1 ($n = 1$), a svakom daljem celom broju odgovara po jedan nivo. Početak energetske skale postavljen je na osnovnom nivou ($E = 0$). Vertikalnim linijama među nivoima označeni su mogući prelazi elektrona sa jednog nivoa na drugi. Ove vertikalne linije u označenoj

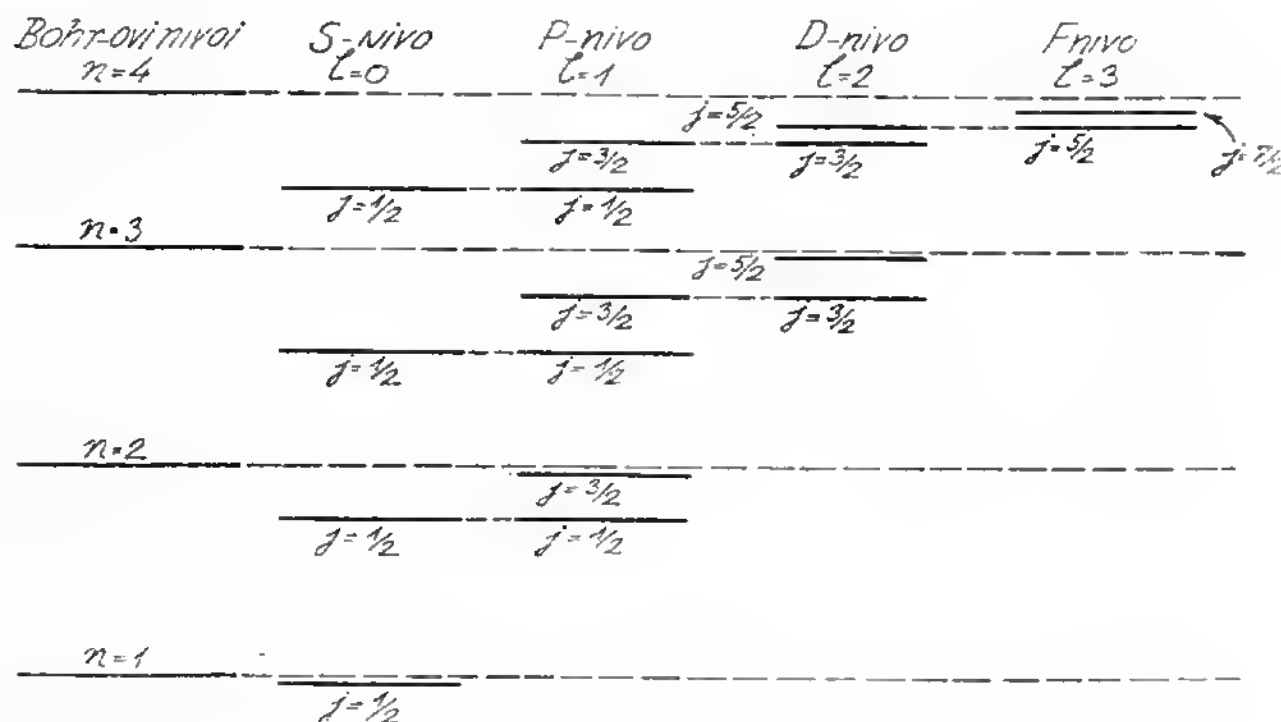


Sl. 70-1

razmeri pokazuju odmah energiju emitovanog fotona. Deljenjem ove energije Planckovom konstantom dobiva se frekvencija, a iz nje i talasna dužina λ emitovanog fotona. Prema tome, svakoj vertikalnoj liniji odgovara po jedna linija u spektru vodonika. Ove talasne dužine označene su na odgovarajućim linijama.

Ovaj grafikon ima isto značenje kao i onaj na sl. 31-2, samo su ovde označeni energetske nivoi, a na sl. 31-2 poluprečnici kružne orbite elektrona. I ovaj grafikon odmah daje objašnjenje pojave serija linija u spektru vodonika. Ove serije su i označene na grafikonu.

Kao što je rečeno, u datom grafikonu uzeti su u obzir samo glavni kvantni brojevi n , pa je, naravno, ovo samo uprošćena shema energetskih nivoa atoma vodonika. Međutim, već Bohrova teorija predviđa eliptične putanje elektrona i uvođenje azimutnog i radijalnog kvantnog broja. Zatim je uveden i spin elektrona sa kvantnim brojem j i obrtnim kvantnim brojem l . Na osnovu ovih dat je potpuniji grafikon energetskih nivoa atoma vodonika na sl. 70-2. Zbog preglednosti slike energetske nivoi nisu u srazmeri. Svaki nivo iz prethodnog grafikona ima više kombinacija za razne brojeve l i j , čije su vrednosti na slici naznačene.



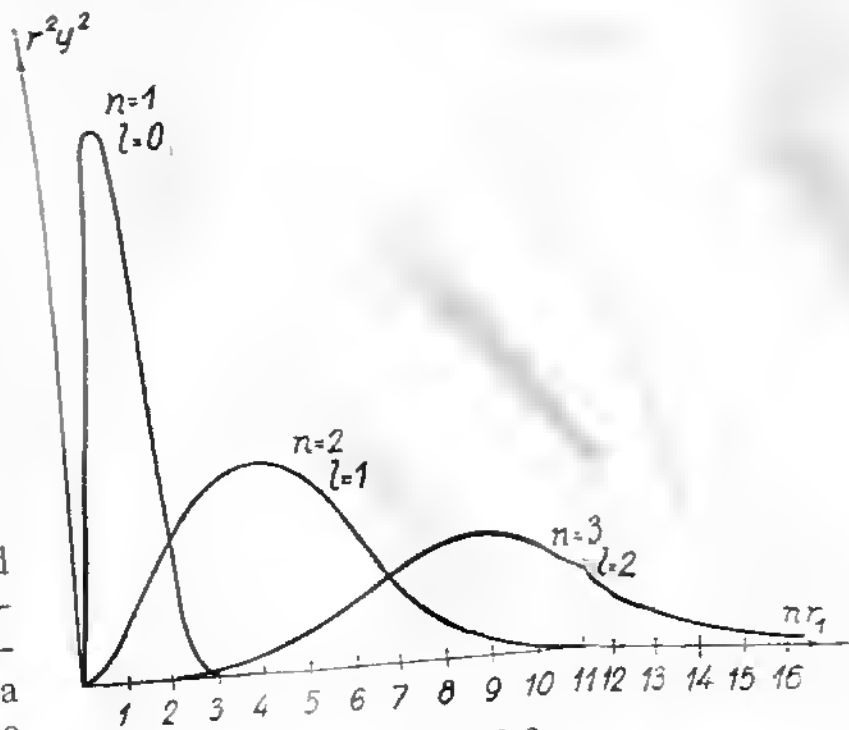
Sl. 70-2

Na ovaj način se dobiva tzv. fina struktura energetskih nivoa. Međutim, treba se setiti i Sommerfeldove relativističke korekcije koja uslovljava još finiju strukturu nivoa koju ovde ne iznosimo, a koja se često zove i superfina struktura atomskog omotača, u koju ulaze još i drugi elementi koji u ovoj knjizi nisu citirani.

Struktura elektronskog omotača atoma se unekoliko menja ako se posmatra deuterijum ili tricijum. Pokazano je u § 32 da se i u Bohrovoj teoriji relacije nešto menjaju ako se uzme u obzir i kretanje jezgra, pa je razumljivo da će dvaput teže jezgro deuterijuma ili triput teže jezgro tricijuma uticati na raspored energetskih nivoa u elektronskom omotaču. No i pored ovoga, omotač zadržava svoje karakteristike odnosno shema energetskih nivoa deuterijuma i tricijuma je slična onoj kod vodonika.

Pošto je spektar u neku ruku slika strukture energetskih nivoa u atomu, onda je razumljivo da za objašnjenje spektra vodonika (sl. 11-1) treba uzeti u obzir sve ovde navedene faktore.

Na slici 70-3 predstavljen je grafikon atoma vodonika koji se dobiva na osnovu talasne funkcije i Schrödingerove jednačine. Po apscisnoj osi grafikona biva r je poluprečnik atomskog omotača, označen u milijama poluprečnika osnovne orbite elektrona $r_1 = 0.529 \text{ \AA}$. Na ordinatnoj osi su nanete verovatnoće da se elektron nađe u elementu zapremine dV poluprečnika r . Ova verovatnoća dP data je izrazom (68,7) odnosno proizvodom kvadrata talasne funkcije ψ i elementa zapremine dV . Kako je $dV = 4\pi r^2 dr$, može se proizvod iz r^2 i ψ^2 predstaviti kao verovatnoća u funkciji od poluprečnika. Kako Schrödingerova jednačina daje rešenja za razne kvantne brojeve l , dobivaju se vrednosti predstavljene na grafikonu. Vidi se da maksimumi verovatnoće padaju na $r_1, 4r_1, 9r_1$, što odgovara osnovnim stavovima Bohrove teorije.

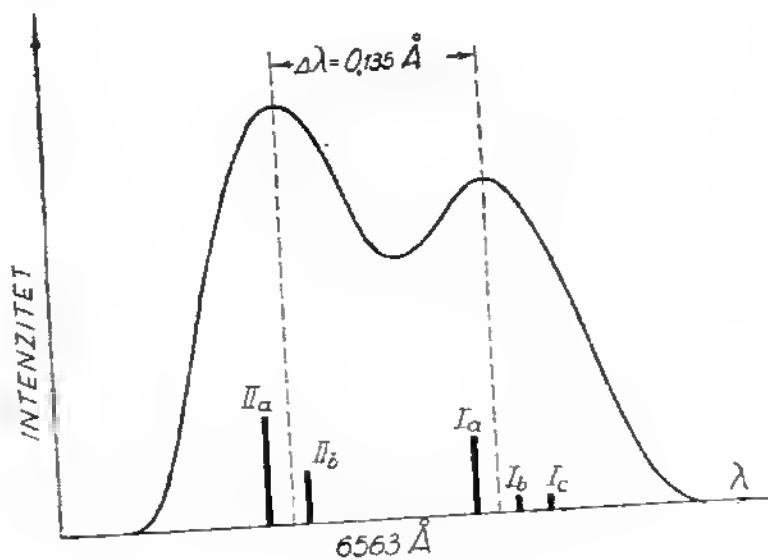


Sl. 70-3

§ 71. Fina struktura spektralnih linija

U prethodnom paragrafu je pokazano da uvođenjem spina elektrona energetski nivoi u elektronskom omotaču atoma dobivaju složeniju odnosno finu strukturu. Iz tih razloga i linije u spektru nisu jednostavne već imaju tzv. finu strukturu. Na običnim spektroskopima vide se spektralne linije kao singleti. Međutim, kad se uzme spektrograf koji ima veću moć razlaganja, onda on pokazuje da mnoge

linije nisu jednostavne već se sastoje od dve, tri ili više linija koje se nalaze veoma blizu jedna drugoj. To su tzv. dubleti, tripleti itd.

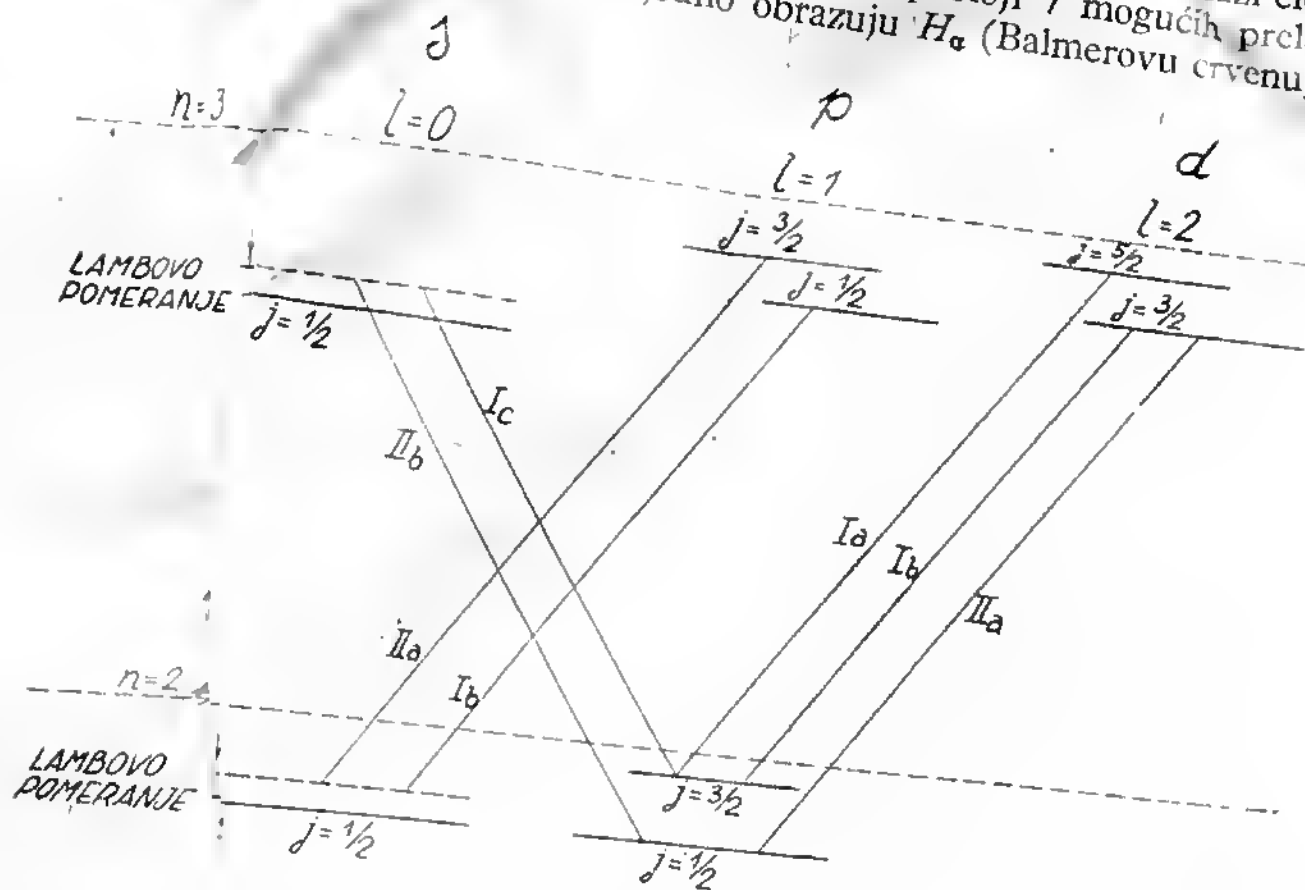


Sl. 71-1

Još su Michelson i Morley 1887. god. sa svojim interferometrom ustanovili da crvena linija ($\lambda = 6563 \text{ \AA}$) u Balmerovoj seriji predstavlja dublet čiji je intenzitet predstavljen na grafikonu sl. 71-1. Na oblik ove krivulje imaju uticaja i efekti difrakcije, koji se obavezno javljaju kod vrlo uzanih razreza na kolimatoru spektroskopa velike moći razlaganja. Isto tako, na oblik krivulje ima uticaja i Dopplerov efekt. Naime, atomi koji emituju svetlost

u stalnom su termičkom kretanju, pa se i ovde javlja Dopplerov efekt, koji se ogleda u promeni talasne dužine svetlosti u funkciji brzine kretanja atoma. Usled ovih razloga, grafikon predstavlja zaobljene krivulje umesto oštih linija.

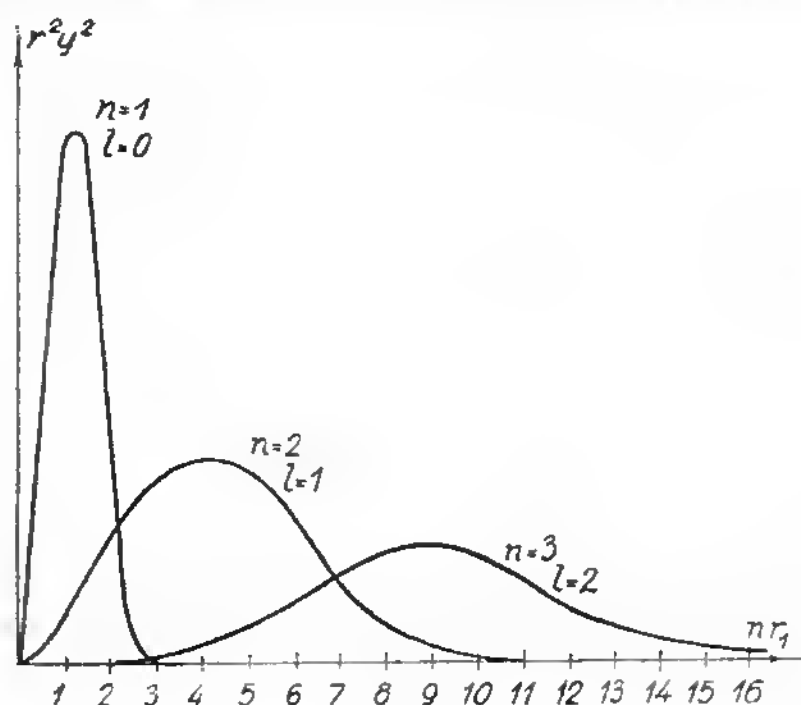
Sve do 1925. god. nije bilo dato zadovoljavajuće objašnjenje o fine strukture spektralnih linija. Tek uvođenjem spina elektrona u kvantnu teoriju mogli su se u velikoj meri objasniti opisani dubleti i tripleti. Balmerova crvena linija nastaje prelaskom elektrona sa energetske $n = 3$ na $n = 2$. Posmatrajmo sada ovu liniju u finoj strukturi na grafiku (sl. 70-2) prethodnog paragrafa. Detalj ovog grafikona označeni svi mogući prelazi elektrona sa istim oznakama. Na slici su kosim linijama označeni 7 mogućih prelaza pri sa jednog energetskog nivoa na drugi. Vidi se da postoji 7 mogućih prelaza pri kojima se emituju fotoni, koji svi zajedno obrazuju H_α (Balmerovu crvenu) liniju



Sl. 71-2

u spektru. Prema kvantnoj teoriji, dva energetska nivoa imaju iste energije ako imaju iste kvantne brojeve n i j , a razlikuju se u kvantnom broju l . Tako, na primer, nivo s sa $n = 2$, $l = 0$ i $j = 1/2$ po energiji je isti sa nivoom p sa $n = 2$, $l = 1$ i $j = 1/2$. Međutim, nivoi sa istim n , a različitim j međusobno se razlikuju. Razlike energija, prema tome, nisu iste za razne kombinacije prelaza, pa će zato i emitovani fotoni imati nešto različite talasne dužine. Neke od ovih talasnih dužina skoro će se poklapati, pa ih spektrograf ne može ni razložiti. Tako će se od 7 mogućih kombinacija dobiti 5 talasnih dužina, koje su na sl. 71-1 predstavljene vertikalnim uzanim pravougaonicima. Kao rezultat ovih talasnih dužina spektrograf daje krivulju označenu na sl. 71-1, koja daje dva maksimuma odnosno dublet. Treba napomenuti da spektrograf ima uvek ograničenu moć razlaganja usled difrakcije (II knjiga, §§ 214 i 216). Usled toga se fina struktura linija ispituje drugim elektromagnetskim metodima. Lamb, Rutherford i Skinner su posebno pristupili premljenim eksperimentima ispitivali finu strukturu H_α -linije i ustanovili da struktura ove linije unekoliko odstupa od rezultata koje daje kvantna teorija. Ova odstupanja su na grafikonu označena tačkastim linijama iznad nivoa s : $n = 2$, $j = 1/2$ i $n = 3$, $j = 1/2$. Odstupanje nivoa od onih koji su dati kvantnom teorijom naziva se Lambovo pomeranje, koje, kao što se vidi, unosi još veću složenost strukture spektralnih linija. Lambovo odstupanje tumači se time da je u kvantnoj teoriji uzeto da na elektron deluje samo polje protona. Međutim, javlja se svakako i uticaj interakcije elektrona sa radijacionim poljem. S druge strane, smatra se

Najzad, na slici 70-3 predstavljen je grafikon atoma vodonika koji se dobiva na osnovu talasne funkcije i Schrödingerove jednačine. Po apscisnoj osi grafikona nanosen je poluprečnik atomskog omotača, označen u multiplima poluprečnika osnovne orbite elektrona $r_1 = 0,529 \text{ \AA}$. Na ordinatnu osu su nanete verovatnoće da se elektron nađe u elementu zapremine dV poluprečnika r . Ova verovatnoća dP data je izrazom (68,7) odnosno proizvodom kvadrata talasne funkcije ψ i elementa zapremine dV . Kako je $dV = 4\pi r^2 dr$, može se proizvod iz r^2 i ψ^2 predstaviti kao verovatnoća u funkciji od poluprečnika. Kako Schrödingerova jednačina daje rešenja za razne kvantne brojeve l , dobivaju se vrednosti predstavljene na grafikonu. Vidi se da maksimumi verovatnoće padaju na $r_1, 4r_1, 9r_1$, što odgovara osnovnim stavovima Bohrove teorije.

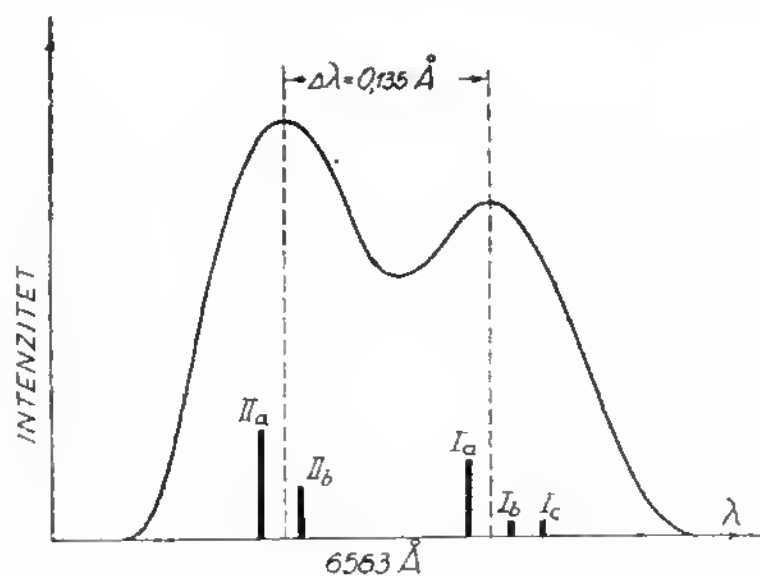


Sl. 70-3

§ 71. Fina struktura spektralnih linija

U prethodnom paragrafu je pokazano da uvođenjem spina elektrona energetski nivoi u elektronskom omotaču atoma dobivaju složeniju odnosno finu strukturu. Iz tih razloga i linije u spektru nisu jednostavne već imaju tzv. finu strukturu. Na običnim spektroskopima vide se spektralne linije kao singleti. Međutim, kad se uzme spektrograf koji ima veću moć razlaganja, onda on pokazuje da mnoge

linije nisu jednostavne već se sastoje od dve, tri ili više linija koje se nalaze veoma blizu jedna drugoj. To su tzv. dubleti, tripleti itd.



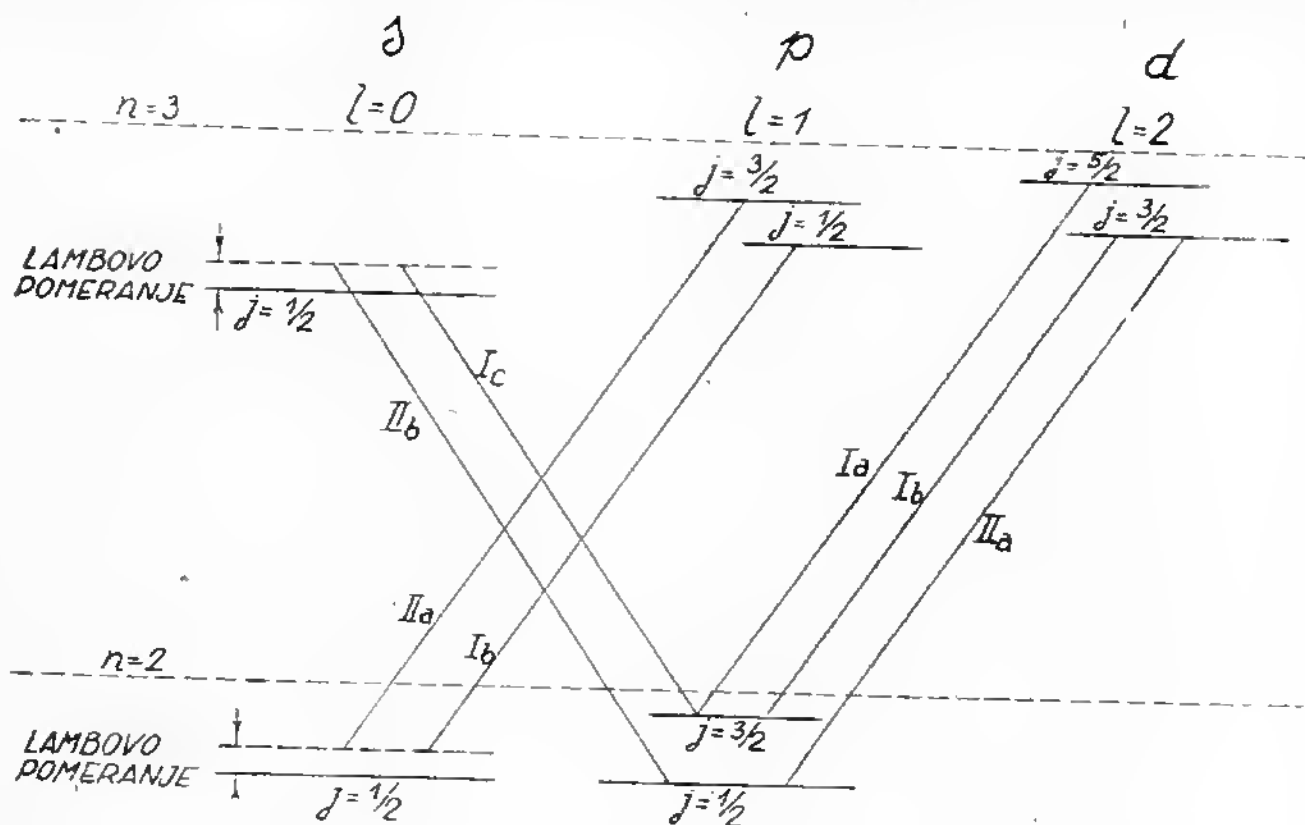
Sl. 71-1

Još su Michelson i Morley 1887. god. sa svojim interferometrom ustanovili da crvena linija ($\lambda = 6563 \text{ \AA}$) u Balmerovoj seriji predstavlja dublet čiji je intenzitet predstavljen na grafikonu sl. 71-1. Na oblik ove krivulje imaju uticaja i efekti difrakcije, koji se obavezno javljaju kod vrlo uzanih razreza na kolimatoru spektroskopa velike moći razlaganja. Isto tako, na oblik krivulje ima uticaja i Dopplerov efekt.

Naime, atomi koji emituju svetlost u stalnom su termičkom kretanju, pa se i ovde javlja Dopplerov efekt, koji se ogleda u promeni talasne dužine svetlosti u funkciji brzine kretanja atoma. Usled ovih razloga, grafikon predstavlja zaobljene krivulje umesto oštih linija.

Sve do 1925. god. nije bilo dato zadovoljavajuće objašnjenje ove fine strukture spektralnih linija. Tek uvođenjem spina elektrona u kvantnu teoriju mogli su se u velikoj meri objasniti opisani dubleti i tripleti.

Balmerova crvena linija nastaje prelaskom elektrona sa energetskeg nivoa $n = 3$ na $n = 2$. Posmatrajmo sada ovu liniju u finoj strukturi na grafikonu (sl. 70-2) prethodnog paragrafa. Detalj ovog grafikona predstavljen je na sl. 71-2, sa istim oznakama. Na slici su kosim linijama označeni svi mogući prelazi elektrona sa jednog energetskeg nivoa na drugi. Vidi se da postoji 7 mogućih prelaza pri kojima se emituju fotoni, koji svi zajedno obrazuju H_α (Balmerovu crvenu) liniju



Sl. 71-2

u spektru. Prema kvantnoj teoriji, dva energetska nivoa imaju iste energije ako imaju iste kvantne brojeve n i j , a razlikuju se u kvantnom broju l . Tako, na primer, nivo s sa $n = 2$, $l = 0$ i $j = 1/2$ po energiji je isti sa nivoom p sa $n = 2$, $l = 1$ i $j = 1/2$. Međutim, nivoi sa istim n , a različitim j međusobno se razlikuju. Razlike energija, prema tome, nisu iste za razne kombinacije prelaza, pa će zato i emitovani fotoni imati nešto različite talasne dužine. Neke od ovih talasnih dužina skoro će se poklapati, pa ih spektrograf ne može ni razložiti. Tako će se od 7 mogućih kombinacija dobiti 5 talasnih dužina, koje su na sl. 71-1 predstavljene vertikalnim uzanim pravougaonicima. Kao rezultat ovih talasnih dužina spektrograf daje krivulju označenu na sl. 71-1, koja daje dva maksimuma odnosno dublet. Treba napomenuti da spektrograf ima uvek ograničenu moć razlaganja usled difrakcije (II knjiga, §§ 214 i 216). Usled toga se fina struktura linija ispituje drugim elektromagnetskim metodima. Lamb, Rutherford i Skinner su posebno pripremljenim eksperimentima ispitivali finu strukturu H_α -linije i ustanovili da struktura ove linije unekoliko odstupa od rezultata koje daje kvantna teorija. Ova odstupanja su na grafikonu označena tačkastim linijama iznad nivoa s : $n = 2$, $j = 1/2$ i $n = 3$, $j = 1/2$. Odstupanje nivoa od onih koji su dati kvantnom teorijom naziva se Lambovo pomeranje, koje, kao što se vidi, unosi još veću složenost strukture spektralnih linija. Lambovo odstupanje tumači se time da je u kvantnoj teoriji uzeto da na elektron deluje samo polje protona. Međutim, javlja se svakako i uticaj interakcije elektrona sa radijacionim poljem. S druge strane, sinatra se

da elektron zbog svog magnetskog momenta vrši izvesna kretanja oko svog normalnog položaja, pa se zato Coulombova sila nešto razlikuje. Najzad, smatra se da postoji i uticaj tzv. vakuumske polarizacije, usled koje se sferna raspodela elektrona orijentiše više ka protonu.

Pri još preciznijim analizama spektralnih linija može se doći do daljnjih razlaganja linija odnosno energetskih nivoa u atomskom omotaču, tj. ustanovljeno je da spektralne linije imaju još složeniju strukturu, koja se obično naziva **hiperfina struktura**.

Ovde nećemo ulaziti u veoma složenu analizu hiperfine strukture spektralnih linija, već ćemo samo izneti neka opšta objašnjenja. Na prvom mestu dolazi do uticaja prostornog kvantovanja spina jezgra, kojim se mogu objasniti mnoge pojave hiperfine strukture. Magnetski moment jezgra u interakciji sa magnetskim poljem elektrona uslovljava razlaganje energetskih nivoa u hiperfinu strukturu. Ovo potvrđuje i činjenica da hiperfinu strukturu pokazuju svi atomi čija jezgra imaju magnetske momente, dok ovakvu strukturu ne pokazuju atomi čija jezgra imaju magnetski moment jednak nuli. Postavljene su i teorije pomoću kojih se uvođenjem nuklearnog magnetona može i proračunati hiperfina struktura.

Hiperfina struktura se po redu veličine razlikuje znatno od fine strukture, koja je predstavljena na sl. 71-1. Dok je kod fine strukture razlika talasne dužine 0,1—0,5 Å, kod hiperfine strukture ona ide i na hiljadite delove angstrema.

§ 72. Atom helijuma

Helijum ima u svom omotaču dva elektrona i najjednostavniji je atom posle vodonika. Bitna razlika prema vodoniku je činjenica da se ovde pored dejstva protona na elektron javlja i međusobno dejstvo elektrona, što uslovljava mnogo složeniju strukturu elektronskog omotača atoma helijuma. Svaki elektron je okarakterisan sa 4 kvantna broja: n , l , m_l i m_s . Svaki od dva helijumova elektrona ima svoje kvantne brojeve i svaki uzima učešća u totalnoj energiji, momentu količine kretanja, prostornoj orijentaciji i spinu.

U osnovnom (neeksitovanom) stanju ova dva elektrona se nalaze u K-sloju i imaju sledeće kvantne brojeve:

Redni broj elektrona	n	l	m_l	s	Sloj	Podgrupa u sloju
1.	1	0	0	$+\frac{1}{2}$	K	1s
2.	1	0	0	$-\frac{1}{2}$	K	1s

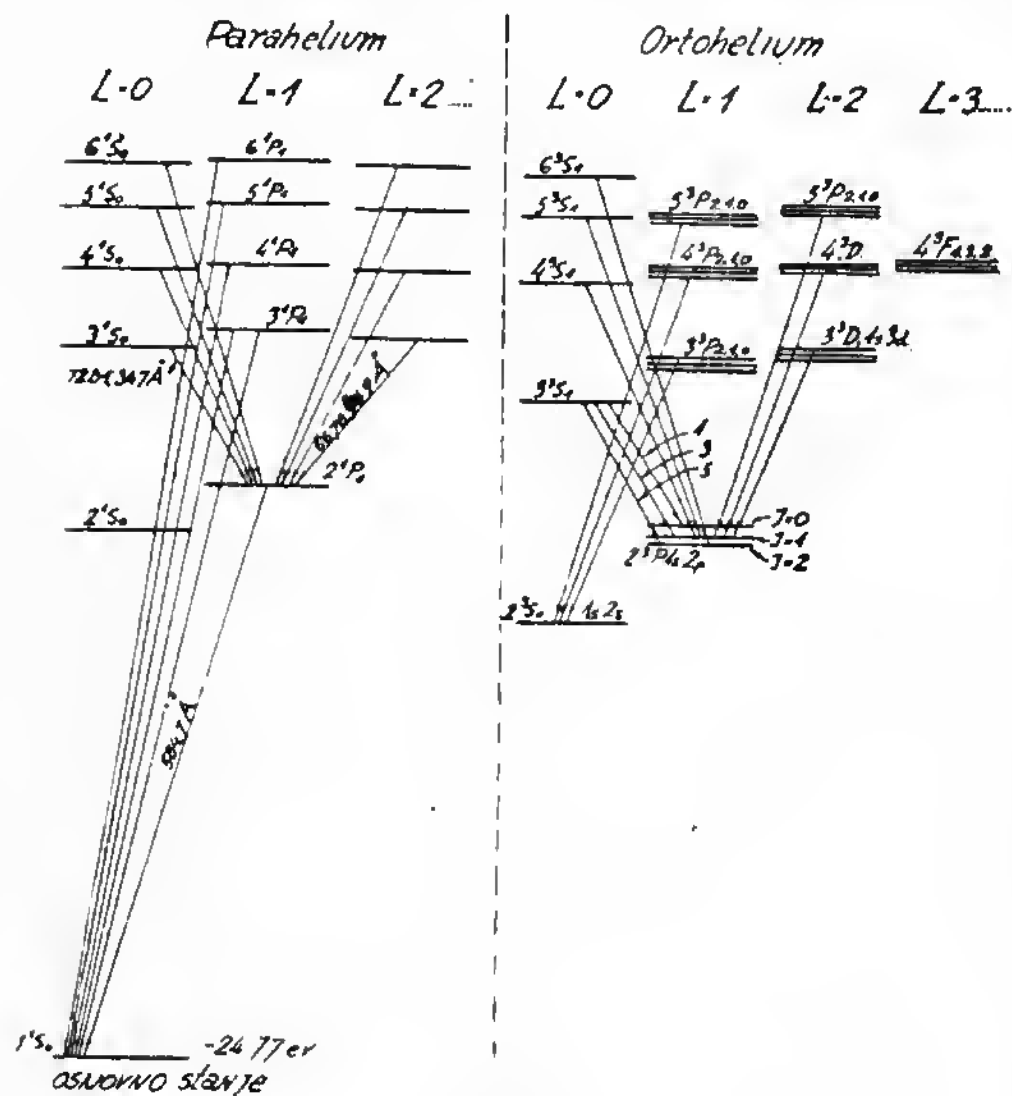
Prema Paulievom principu, ni jedan elektron ne može više doći u ovaj sloj jer bi morao imati iste kvantne brojeve sa jednim od ova dva elektrona. To znači da je K-sloj popunjen sa ova dva elektrona. Atom sa popunjenim elektronskim slojem karakteriše se osobinama inertnih gasova. Prema tome, helijum je najlakši inertni gas.

Stanje helijuma ima jedan energetski nivo, s obzirom da je $m_{s1} + m_{s2} = 0$. Ovakav atom naziva se **para helijum**, za razliku od **orto helijuma**, kod koga je pri dodatom spinu $m_{s1} + m_{s2} = 1$, tj. oba spina kao vektori imaju isti smer, pa se sabiraju umesto da se međusobno kompenzuju kao u prvom slučaju. Naravno, opisano stanje u ortohelijumu bilo bi zabranjeno prema Paulievom principu jer bi dva elektrona bila sa istim kvantnim brojevima. Zato stanje $1s_2$

u ortohelijumu ne postoji. S obzirom na vektorsku prirodu spina elektrona često se kaže da parahelijum ima antiparalelne spinove elektrona, a ortohelijum paralelne.

Pošto u atomu helijuma imamo složeno stanje od dva elektrona, obično se uzimaju rezultujući kvantni brojevi za oba elektrona. Obeležavaćemo ih velikim slovima. Tako je rezultujući spin za oba elektrona $M_s = 0$ ili $M_s = 1$. Na sličan način se za dva kvantna broja za orbitalni ugaoni moment l_1 i l_2 uzima rezultujući kvantni broj $L = l_1 + l_2, l_1 + l_2 - 1, \dots, l_1 - l_2$. Zbir rezultujućih brojeva L i M_s predstavlja sada totalni ugaoni moment elektronskog omotača koji ćemo označiti sa J . Tada važi $J = L + M_s$. Sada i za rezultujući kvantni broj L važe slične okolnosti kao i za jedan elektron, pa se za $L = 0, 1, 2, 3 \dots$ označuju i odgovarajući nivoi sa S, P, D, F, ...

Spektar atoma helijuma. — S obzirom da kvantni brojevi pojedinih elektrona obrazuju rezultujuće kvantne brojeve, onda se i energetske nivoi u atomu helijuma formiraju shodno ovim rezultujućim brojevima, pa se i spektar obrazuje prema njima. Spektar helijuma, kao i spektar vodonika, detaljno je ispitivan. Kao što je



Sl. 72-1

poznato, iz spektralnih linija mogu se odrediti i energetske nivoi u elektronskom omotaču. Na taj način se energetske nivoi dobivaju eksperimentalnim putem i služe kao potvrda raznih teorija. Eksperimentalno ustanovljeni energetske nivoi helijuma su u dobroj saglasnosti sa rezultatima kvantne teorije i prikazani su na shemi sl. 72-1.

Na shemi su date obe kombinacije odnosno za parahelijum i ortohelijum. Za parahelijum je $M_s = 0$ pa je $J = L$. U tom slučaju svaki nivo ima jednu vrednost, a emitovana linija u spektru je jednostavna, odnosno singlet. Usled toga, spektar parahelijuma ima vrlo oštre linije pošto su svi

nivoi singleti. Glavna $P \rightarrow S$ linija ima talasnu dužinu $\lambda = 584,7 \text{ \AA}$ i nalazi se u dalekom ultraljubičastom području.

Ortohelijum ima $M_s = 1$, pa rezultujući kvantni broj J može imati tri kombinacije: $J = L + 1, L, L - 1$. Zato su energetske nivoi, a sa njima i linije u spektru, tripleti. Izuzetak čini prva kolona odnosno nivo $L = 0$, koji ima samo jednu kombinaciju $J = +1$, pa su nivoi singleti.

Može se odmah uočiti da na shemi ortohelijuma nema ni jednog prelaza na $1S_1$ -nivo, odnosno da taj nivo ne postoji. Ni pri jednom ispitivanju ovaj prelaz

se ne pojavljuje, što je dalo povoda Pauliu za uvođenje tzv. zabranjenih prelaza, pa odatle i naziv Pauliev princip.

Linija $3D \rightarrow 2P$ u spektru ortohelijuma je izrazita žuta „D₃” linija, koja je najpre ustanovljena u Sunčevom spektru, odakle i potiče naziv helijuma.

Izotop helijuma ${}^4\text{He}$ ima magnetski moment jezgra jednak nuli, te prema tome nema uticaja na formiranje energetskih nivoa elektronskog omotača. Usled toga spektar ovog izotopa nema hiperfinu strukturu. Medutim, kod izotopa ${}^3\text{He}$ ustanovljena je hiperfina struktura, a isto tako i nuklearni spin $I = \frac{1}{2}\hbar$ odnosno magnetski moment $\mu = -2,128$ nuklearnih magnetona (§ 96).

U sledećoj tablici date su talasne dužine tripleta ortohelijuma $3P \rightarrow 2P$, odakle se može videti red veličine razlike talasne dužine među njima.

Relativni intenzitet	Prelaz	Talasna dužina u Å	Razlika talasnih dužina u Å
1	$3S_1 \rightarrow 2P_0$	7 065,707	0,495 0,035
3	$3S_1 \rightarrow 2P_1$	7 065,212	
5	$3S \rightarrow 2P_2$	7 065,177	

Najzad treba napomenuti da spektar jonizovanog helijuma He^+ ima veliku sličnost sa spektrom vodonika. Ovo je lako razumljivo kad se uzme u obzir činjenica da He^+ ima samo jedan elektron u svom omotaču kao i vodonik. Razlika se javlja usled uticaja jezgra, koje se kod helijuma znatno razlikuje od vodonikovog.

Energija jonizacije atoma helijuma iznosi, prema kvantnoj teoriji, 24,467 eV, dok je eksperimentalno nadena vrednost 24,470 eV, što predstavlja veoma dobru saglasnost.

§ 73. Širina spektralnih linija

Širina odnosno debljina spektralnih linija kod spektrografa u velikoj meri zavisi od uticaja difrakcije svetlosti. Takav uticaj nema nikakve veze sa energetskim nivoima u atomu koji emituje svetlost. Kod običnih spektrografa uticaj difrakcije i drugih tehničkih faktora srazmerno je veliki, te tako dobivena spektralna linija ne može dati karakteristike energetskih nivoa u atomu, odnosno merenjem debljine linije ne dolazi do izraza fina struktura energetskih nivoa. Medutim, kod raznih specijalnih spektrografa, koji se zasnivaju na raznim metodima, moć razlaganja je mnogo veća, pa je od interesa i debljina spektralne linije. Ova ima poseban značaj pri određivanju standarda za dužinu.

Poznato je da je od 1960. god. zvanično uveden kao međunarodni standard tzv. optički metar, koji se određuje talasnom dužinom svetlosti određene linije u spektru. Ukoliko je ta linija oštija i ukoliko joj je struktura jednostavnija, utoliko je i standard dužine preciznije određen.

Širina linije je takode značajna pri ispitivanju hiperfine strukture linija.

Najpre se može u osnovi posmatrati tzv. prirodna debljina linije, čiji uzrok leži u fundamentalnim zakonima prirode, koji se u jednom vidu izražavaju Heisenbergovim principom neodređenosti. Naime, energetski nivo u atomskom omotaču ne može se odrediti sa ekstremnom tačnošću. Usled toga i širina energetskog nivoa nije idealna linija već ima svoju širinu, koja se na osnovu kvantne mehanike može izraziti sa

$$(\Delta E)(\Delta t) \geq \frac{1}{2}\hbar, \quad (73,1)$$

gde je ΔE razlika energije u pogledu principa neodređenosti, a Δt srednji život atoma u datom energetsom stanju. Za osnovno energetska stanja Δt je vrlo veliko, pa je ΔE veoma malo. Za metastabilna stanja srednji život može takođe imati značajne vrednosti. Onda je i za osnovno i za metastabilno stanje energetska nivo oštro određen. Međutim, za obična eksitovana stanja videli smo da Δt iznosi oko 10^{-8} s, pa i manje. U tom slučaju je prema osnovnoj relaciji $\Delta E = h\Delta\nu$. Kako je za maksimalnu vrednost $\Delta t \sim 10^{-7}$ s i $\Delta\nu = 1/\Delta t \sim 10^7$ s⁻¹, onda se za vidljivu svetlost ($\lambda = 6000$ Å) dobiva prirodna širina linije

$$\Delta\lambda = -\frac{\Delta\nu}{\nu} \lambda \sim 0,0001 \text{ Å.} \quad (73,2)$$

Pored prirodne širine linija javlja se i uticaj Dopplerovog efekta, koji takođe uslovljava izvesnu širinu linije. Usled termičkog kretanja atom koji emituje svetlost ima izvesnu brzinu u odnosu na posmatrača, pa se stoga i talasna dužina emitovane svetlosti menja u funkciji relativne brzine kretanja atoma prema Dopplerovoj relaciji

$$\frac{\Delta\lambda}{\lambda} = -\frac{\Delta\nu}{\nu} = -\frac{v}{c} \cos \theta, \quad (73,3)$$

gde je v brzina kretanja atoma kao izvora svetlosnih talasa, a c brzina svetlosti. Pošto se termičko kretanje atoma vrši u različitim pravcima prema pravcu posmatranja svetlosti, onda za Dopplerovu promenu frekvencije dolazi u obzir projekcija brzine v na pravac posmatranja svetlosti i može se izraziti kosinusom ugla θ koji zahvata pravac brzine atoma sa pravcem posmatranja. Uzimajući u obzir da brzine atoma imaju statističku Maxwellovu raspodeljenost, za najverovatniju brzinu dobiva se širina linije prema

$$\Delta\lambda = 1,67 \frac{\lambda_0}{c} \sqrt{\frac{2RT}{M}} \text{ Å,} \quad (73,4)$$

gde je λ_0 talasna dužina date linije, c — brzina svetlosti i $\sqrt{2RT/M}$ — Maxwellova najverovatnija brzina. Ovaj obrazac je potvrđen i eksperimentalnim ispitivanjem. Kao primer navodimo rezultate eksperimentalnih ispitivanja za Balmerovu H_α -liniju u spektru vodonika. Na temperaturi od 50°C eksperimentalno je određeno $\Delta\lambda = 0,047$ Å, dok se prema prethodnom obrascu dobiva $\Delta\lambda = 0,042$ Å.

Pri ispitivanju hiperfine strukture linija koristi se svetlost kod koje je opisan Dopplerov efekt sveden na neznatnu meru. Ovo se postiže na taj način što se atomski zraci dotičnog elementa eksituju sudarom sa elektronima, a posmatranje se vrši u pravcu upravnom na pravac atomskog zraka.

Ispitivanja su pokazala da i pritisak gasa koji emituje svetlost ima uticaja na širinu linija u spektru. Ovaj uticaj se objašnjava međusobnim uticajem atoma kada se približe jedan drugom. Naime, zbog međusobnog dejstva atoma na malim rastojanjima menjaju se u izvesnoj meri i energetska nivoi u atomskom omotaču. Pošto u normalnom slučaju atomi stalno menjaju međusobna rastojanja, onda se i širina energetskeg nivoa povećava, a sa njom i širina linija. Ako povećanje pritiska gasa uslovljava smanjenje rastojanja među atomima, onda će se sa povećanjem pritiska p povećavati i širina linija $\Delta\lambda$. Alkalni elementi pokazuju veći uticaj pritiska na širinu linija, što se objašnjava labavom vezom njihovih valentnih elektrona.

Eksperimentalna ispitivanja su pokazala da teški elementi imaju oštrije linije u spektru, pa je zato najpre bilo usvojeno da se standard dužine reprodukuje linijom u spektru izotopa žive Hg^{198} . Razumljivo je da spektar čistog izotopa ima oštrije linije od prirodne smeše izotopa, pa se zato spektralna linija izotopa Hg^{198}

pokazala boljom od ranije korišćene kadmijumove crvene linije. Međutim, kasnije mnogobrojne sistematske studije su pokazale da je za ove svrhe najpovoljnija argonova narandžasta linija, što je dovelo i do međunarodne odluke 1960. godine, kada je ova linija zvanično usvojena za reprodukciju standarda za dužinu tzv. optičkog metra.

§ 74. Atomi težih elemenata

Dosad smo posmatrali elektronsku strukturu i spektre samo za dva najjednostavnija atoma: atom vodonika i atom helijuma. Za daljne složenije atome zadovoljićemo se samo nekim karakterističnim i jednostavnijim atomima.

Prema Periodnom sistemu elemenata sledeći atom je litijum, koji u svom omotaču ima tri elektrona. Kao što je rečeno, treći elektron ne može da ude u K-sloj jer je on već popunjen sa dva elektrona. Zato treći elektron mora da zauzme položaj u sledećem L-sloju, koji je na oko 4 puta većem rastojanju od jezgra ($n = 2$). Kvantni brojevi za 3 elektrona u atomu litijuma za osnovno stanje su sledeći:

Redni broj elektrona	n	l	m_l	s	Sloj	Podgrupa u sloju
1.	1	0	0	$+\frac{1}{2}$	K	1s
2.	1	0	0	$-\frac{1}{2}$	K	1s
3.	2	0	0	$+\frac{1}{2}$	L	2s

Ovakav raspored elektrona skraćeno se prikazuje na sledeći način: $1s^2 2s^1$. Cifra ispred slova pokazuje sloj odnosno broj n . Za K-sloj ovo je 1, za L-sloj 2, za M-sloj 3 itd. Slovo pokazuje nivoe unutar slojeva odnosno podgrupu u sloju. Azimutni kvantni broj $l = 0$ označuje se sa s , za $l = 2$ sa p , za $l = 3$ sa d itd. Broj iznad slova označuje broj elektrona u podgrupi.

Kao što je ranije rečeno, u L-sloj je potrebno smestiti $2n^2 = 8$ elektrona pa da sloj bude popunjen. Treći elektron u L-sloju atoma litijuma je, prema tome, usamljen za ovaj sloj. Dva elektrona koja predstavljaju popunjen K-sloj nalaze se mnogo bliže jezgru i, u pogledu naelektrisanja, može se ovaj sloj zajedno sa jezgrom smatrati celinom u kojoj su dva pozitivna naelektrisanja protona u jezgru električki kompenzovana. Ostaje, znači, još jedan proton koji kompenzuje treći usamljeni elektron u L-sloju. Ovo predstavlja slične okolnosti kao u atomu vodonika. Zato je razumljivo što litijum pokazuje slične hemijske osobine i slične spektre kao atom vodonika. To važi i za sve dalje atome čiji su prethodni slojevi popunjeni, a u sledećem spoljašnjem sloju imaju samo po jedan elektron. To su alkalni elementi, koji pokazuju slične osobine kao i atom vodonika.

Idući u Periodnom sistemu dalje od litijuma broj elektrona se povećava, a započeti L-sloj se postupno popunjuje sve dok kod atoma neona ne bude popunjen. Poznato je da neon predstavlja opet inertan gas. U sledećoj tablici dati su kvantni brojevi i raspored elektrona u atomskom omotaču neona.

Redni broj elektrona	n	l	m_l	s	Sloj	Podgrupa u sloju
1.	1	0	0	$+\frac{1}{2}$	K	1s
2.	1	0	0	$-\frac{1}{2}$	K	1s
3.	2	0	0	$+\frac{1}{2}$	L	2s
4.	2	0	0	$-\frac{1}{2}$	L	2s
5.	2	1	-1	$+\frac{1}{2}$	L	2p
6.	2	1	-1	$-\frac{1}{2}$	L	2p
7.	2	1	0	$+\frac{1}{2}$	L	2p
8.	2	1	0	$-\frac{1}{2}$	L	2p
9.	2	1	+1	$+\frac{1}{2}$	L	2p
10.	2	1	+1	$-\frac{1}{2}$	L	2p

Ovakav raspored se, prema onom što je rečeno u prethodnom slučaju, označuje skraćeno sa: $1s^2 2s^2 2p^6$.

Dalji element je Na, kod koga počinje da se obrazuje sledeći M-sloj sa $n = 3$. Kao što je rečeno, on ima slične osobine kao i H, odnosno u hemijskom pogledu je jednovalentan. Ovako usamljeni elektron vrlo lako stupa u hemijske veze sa drugim elementima. Daljim elementima se sada popunjava postupno M-sloj, koji takode prima 8 elektrona. Kada u spoljašnjem nepopunjenom sloju ima dva elektrona, onda je on dvovalentan i ima slične hemijske osobine sa svim elementima druge kolone Periodnog sistema. Pri svakom daljnjem elektronu u nepopunjenom sloju ponavljaju se hemijske i neke fizičke veličine koje su važile za prethodni sloj sa istim brojem elektrona.

Energija jonizacije atoma se takode ponavlja uporedo sa formiranjem elektronskih slojeva. Najveću energiju jonizacije imaju inertni gasovi, a najmanju alkalni metali, odnosno elementi sa jednim elektronom u nepopunjenom sloju. Energija jonizacije uglavnom raste sa brojem elektrona u nepopunjenom sloju, a zatim naglo opada sa otpočetim novim slojem.

Već je pokazano na grafikonu sl. 42-1 da, obratno od energije jonizacije, poluprečnik elektrona ima najmanju vrednost kod inertnih gasova, a najveću kod atoma sa jednim elektronom u nepopunjenom sloju. Radijus atomskog omotača, prema tome, naglo poraste sa otpočetim novim slojem, a zatim postupno relativno opada do inertnog gasa odnosno do popunjenog sloja.

U sledećoj tablici dat je pregled elektronske strukture atomskih omotača svih elemenata, a uporedo jonizacione energije, poluprečnik atoma, osnovno stanje i magnetska susceptibilnost.

Tablica 74-I ELEKTRONSKA STRUKTURA ATOMSKIH OMOTAČA

Atomski broj	Simbol elementa	Elektroni u svakoj podgrupi										Energija jonizacije eV	Radijus atoma Å	Osnovno stanje	Magnetska susceptibilnost
		K		L		M			N						
		1s	2s	2p	3s	3p	3d	4s	4p	4d	4f				
1	H	1										13.53	0.53	2S1/2	—1.97×10 ⁶
2	He	2										24.47	0.30	1 S 0	—0.47
3	Li	2	1									5.37	1.50	2S1/2	+0.50
4	Be	2	2									9.28	1.19	1 S 0	—1.00
5	B	2	2	1								8.25	0.85	2P1/2	—0.69
6	C	2	2	2								11.20	0.66	3 P 0	—0.49
7	N	2	2	3								14.47	0.53	4S3/2	—0.8
8	O	2	2	4								13.55	0.45	3 P 2	+106.2
9	F	2	2	5								18.6	0.38	2P3/2	
10	Ne	2	2	6								21.47	0.32	1 S 0	—0.33
11	Na	2	2	6	1							5.12	1.55	2S1/2	+0.51
12	Mg	2	2	6	2							7.61	1.32	1 S 0	+0.55
13	Al	2	2	6	2	1						5.96	1.21	2P1/2	+0.65
14	Si	2	2	6	2	2						8.08	1.06	3 P 0	—0.13
15	P	2	2	6	2	3						11.11	0.92	4S3/2	—0.90
16	S	2	2	6	2	4						10.31	0.82	3 P 2	—0.49
17	Cl	2	2	6	2	5						12.96	0.75	2P3/2	—0.57
18	A	2	2	6	2	6						15.69	0.67	1 S 0	—0.48
19	K	2	2	6	2	6		1				4.32	2.20	2S1/2	+0.52
20	Ca	2	2	6	2	6		2				6.09	2.03	1 S 0	+1.10
21	Sc	2	2	6	2	6	1	2				6.7	1.80	2D3/2	
22	Ti	2	2	6	2	6	2	2				6.81	1.66	3 F 2	+1.25
23	V	2	2	6	2	6	3	2				6.76	1.52	4F3/2	+1.4
24	Cr	2	2	6	2	6	4	1				6.74	1.41	7 S 3	+3.08
25	Mn	2	2	6	2	6	5	2				7.40	1.31	6S5/2	+11.8
26	Fe	2	2	6	2	6	6	2				7.83	1.22	5 D 4	Feromag.
27	Co	2	2	6	2	6	7	2				8.5	1.14	4F9/2	Feromag.
28	Ni	2	2	6	2	6	8	2				7.61	1.07	3 F 4	Feromag.
29	Cu	2	2	6	2	6	10	1				7.68	1.03	2S1/2	—0.086
30	Zn	2	2	6	2	6	10	2				9.36	0.97	1 S 0	—0.157
31	Ga	2	2	6	2	6	10	2	1			5.97	1.13	2P1/2	—0.24
32	Ge	2	2	6	2	6	10	2	2			8.09	1.06	3 P 0	—0.22
33	As	2	2	6	2	6	10	2	3			10.5	1.01	4S3/2	—0.31
34	Se	2	2	6	2	6	10	2	4			9.70	0.95	3 P 2	—0.32
35	Br	2	2	6	2	6	10	2	5			11.30	0.90	2P3/2	—0.39
36	Kr	2	2	6	2	6	10	2	6			13.94	0.86	1 S 0	—0.35

Tablica 74-1 ELEKTRONSKA STRUKTURA ATOMSKIH OMOTAČA (nastavak)

Atomski broj	Simbol elementa	Elektroni u svakoj podgrupi										Energija ionizacije eV	Radijus atoma Å	Osnovno stanje	Magnetiska susceptibilnost
		N				O					P				
		4s	4p	4d	4f	5s	5p	5d	5f	5g	6s				
37	Rb	2	6	—	—	1						4.16		2S1/2	+0.21 × 10 ⁻⁶
38	Sr	2	6	—	—	2	—	—	—	—	—	5.67		1 S 0	—0.20
39	Y	2	6	1	—	2						6.5	1.80	2D3/2	+5.3
40	Zr	2	6	2	—	2						6.92	1.55	3 F 2	—0.45
41	Nb	2	6	4	—	1						6.8	1.46	6D1/2	-1.5
42	Mo	2	6	5	—	1						7.06	1.40	7 S 3	-0.04
43	Tc	2	6	6	—	1						7.1		6D9/2	
44	Ru	2	6	7	—	1						7.7	1.36	5 F 5	+0.50
45	Rh	2	6	8	—	1						7.7	1.34	4F9/2	+1.11
46	Pd	2	6	10	—	—						8.3		1 S 0	+5.4
47	Ag	2	6	10	—	1						7.54		2S1/2	—0.20
48	Cd	2	6	10	—	2						8.96		1 S 0	—0.18
49	In	2	6	10	—	2	1					5.76		2P1/2	—0.11
50	Sn	2	6	10	—	2	2					7.30	1.54	3 P 0	—0.25
51	Sb	2	6	10	—	2	3					8.35		4S3/2	—0.87
52	Te	2	6	10	—	2	4					8.96		3 P 2	—0.31
53	I	2	6	10	—	2	5					10.44		2P3/2	—0.36
54	Xe	2	6	10	—	2	6					12.08		1 S 0	—0.34
55	Cs	2	6	10	—	2	6				1	3.87		2S1/2	—0.22
56	Ba	2	6	10	—	2	6				2	5.19		1 S 0	+0.9
57	La	2	6	10	—	2	6	1			2	5.59	1.87	2D3/2	+1.04
58	Ce	2	6	10	2	2	6	—			2	6.54	1.82	3 H 4	+15.0
59	Pr	2	6	10	3	2	6	—			2	5.8	1.83	4I 9/2	+25.0
60	Nd	2	6	10	4	2	6	—			2	6.3	1.82	5 I 4	+36.0
61	Pm	2	6	10	5	2	6	—			2	6.3		6H5/2	
62	Sm	2	6	10	6	2	6	—			2	6.6	1.81	7 F 0	
63	Eu	2	6	10	7	2	6	—			2	5.64	1.99	8S7/2	+22.0
64	Gd	2	6	10	7	2	6	1			2	6.7	1.80	9D 2	Feromag.
65	Tb	2	6	10	9	2	6				2	6.7	1.78	6H 15/2	
66	Dy	2	6	10	10	2	6				2	6.8	1.77	5 I 8	Feromag.
67	Ho	2	6	10	11	2	6				2		1.77	4I15/2	
68	Er	2	6	10	12	2	6				2		1.76	3 H 6	
69	Tm	2	6	10	13	2	6				2		1.75	2F7/2	
70	Yb	2	6	10	14	2	6				2	6.2	1.94	1 S 0	
71	Lu	2	6	10	14	2	6	1			2	5.0	1.73	2D5/2	
72	Hf	2	6	10	14	2	6	2	—	—	2	5.5		2F5/2	

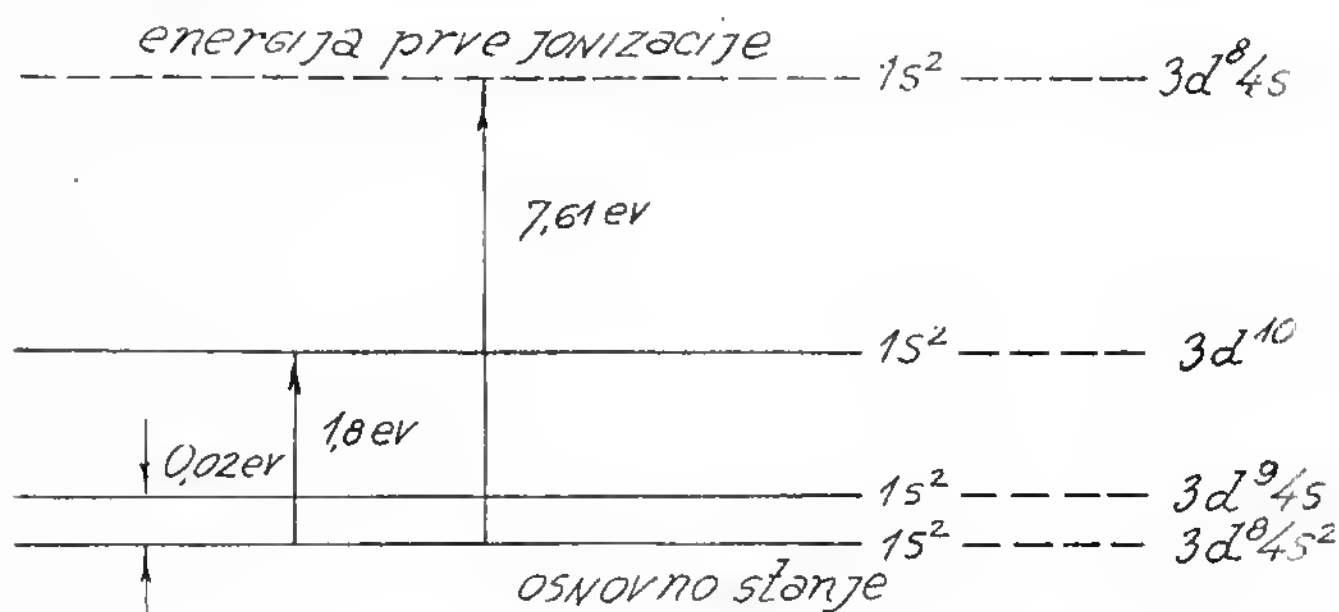
Tablica 74-I ELEKTRONSKA STRUKTURA ATOMSKIH OMOTAČA (nastavak)

Atomski broj	Simbol elementa	Elektroni u svakoj podgrupi										Energija jonizacije eV	Radijus atoma Å	Osnovno stanje	Magnetska susceptibilnost
		O				P				Q					
		5p	5d	5f	5g	6s	6p	6d	6f	7s	7p				
73	Ta	6	3	—	—	2	—	—	—	—	—	6.0	1.45	4F3/2	+0.87 × 10 ⁻⁶
74	W	6	4			2						8.1		5 D 0	+0.28
75	Re	6	5			2						7.85		6S5/2	
76	Os	6	6			2						8.7	1.35	5 D 4	+0.05
77	Ir	6	9			0						9.2	1.35	2D5/1	+0.15
78	Pt	6	9			1						8.9	1.39	3 D 3	+1.10
79	Au	6	10			1						9.20	1.46	2S1/2	—0.15
80	Hg	6	10			2						10.38	1.56	1 S 0	—0.168
81	Tl	6	10			2	1					6.07		2P1/2	—0.24
82	Pb	6	10			2	2					7.38		3 P 0	—0.12
83	Bi	6	10			2	3					8.0		4S3/2	—1.36
84	Po	6	10			2	4					7.25		3 P 2	
85	At	6	10			2	5					9.4		2P3/2	
86	Rn	6	10			2	6					10.69		1 S 0	
87	Fr	6	10			2	6			1		4.0		2S1/2	
88	Ra	6	10			2	6			2		5.25		1 S 0	
89	Ac	6	10			2	6	1		2				2D3/2	
90	Th	6	10			2	6	2		2			0.95	3 F 2	+0.11
91	Pa	6	10	2		2	6	1		2		5.7	0.91	4K11/2	+2.6
92	U	6	10	3		2	6	1		2		4.0	0.89	5 L 6	+1.73
93	Np	6	10	4		2	6	1		2			0.88	6L1/2	
94	Pu	6	10	6		2	6			2			0.86	7 F 0	
95	Am	6	10	7		2	6			2			0.85	8S7/2	
96	Cm	6	10	7		2	6	1		2				9 D 2	
97	Bk	6	10	8		2	6	1		2				8H17/2	
98	Cf	6	10	10		2	6			2				5 I 8	
99	E	6	10	11		2	6			2				4I15/2	
100	Fm	6	10	12		2	6			2				3 H 6	
101	Mv	6	10	13		2	6			2				2F7/2	
102	No	6	10	14		2	6			2				1 S 0	
103	Lw	6	10	14		2	6	1		2				2D5/2	

Već više puta je ukazano na spontanu tendenciju ka minimumu energije; slične osobine pokazuje i atom. Osnovno stanje elektronskog atomskog omotača uvek se spontano tako obrazuje da ono predstavlja minimum energije za dati broj elektrona. Ovaj se zakon može lako pratiti u početku Periodnog sistema. Međutim, kod težih atoma omotač postaje jako složen, pa i ovo pravilo nije jednostavno.

Već kod kalijuma (K) javlja se nešto složenija situacija. Valentni usamljeni elektron u započetom sloju pokazuje veću tendenciju da popuni podgrupu 4s nego 3d. Ista pojava se javlja i kod sledećeg elementa Ca. To znači da je minimum energije u podgrupi 4s a ne u 3d, kao što bi to na prvi pogled izgledalo prema prethodnom redanju elektrona. Kod daljeg elementa Sc otpočinje daljna neobična raspodela. Spoljna podgrupa 4s ostaje sa dva elektrona, ali počinje da se obrazuje podgrupa 3d, koja se nalazi u unutrašnjosti odnosno ispod podgrupe 4s. To znači da se najpre obrazuje u izvesnoj meri spoljašnji sloj, a zatim počinje formiranje sloja koji se sada nalazi u unutrašnjosti atoma. To su tzv. unutrašnji slojevi odnosno unutrašnje podgrupe slojeva. Iz tablice se vidi da se sada ova unutrašnja podgrupa postupno popunjava sa rastućim Z . Kod Cr broj elektrona u unutrašnjoj podgrupi poraste za 2, ali se zato u spoljašnjem sloju nalazi samo jedan elektron, a kod Mn ovaj opet dobiva dva elektrona. Dalje opet raste broj elektrona u unutrašnjoj podgrupi sve do Cu, koji ima popunjeni omotač sa jednim valentnim elektronom u 4s. Ovakvim unutrašnjim popunjavanjem elektronskih slojeva hemijske osobine ne zavise više u velikoj meri od broja Z . Tako se objašnjava i poznata trijada Fe, Co, Ni, koja ima sasvim slične hemijske osobine i nalazi se u jednoj koloni Periodnog sistema.

Na slici 74-1 pokazani su spoljni energetske nivoi za atom nikla (Ni). Osnovno stanje atoma je ono sa 8 elektrona u 3d-podgrupi i 2 elektrona u 4s. U odnosu na ovaj nivo stanje prve jonizacije odnosno stanje sa jednim elektronom manje



Sl. 74-1

$3d^8 4s$ ima veću energiju za 7,61 eV. To je, znači, energetske nivo prve jonizacije. Međutim, stanje $3d^9 4s$ je svega za 0,02 eV, a stanje $3d^{10}$ za 1,8 eV više od osnovnog stanja. To pokazuje da atom nikla ima tri moguće elektronske konfiguracije, koje se razlikuju međusobno po energiji tako da je stanje $3d^{10}$ (popunjen sloj) znatno više od stanja $3d^9 4s$, a ove razlike su ipak znatno manje od energije jonizacije. Ovakve konfiguracije elektronskog omotača daje i kvantna teorija, a eksperimentalna spektralna ispitivanja ovo potvrđuju. Iz opisane sheme na sl. 74-1 može se onda zaključiti da će, pri povećanju broja elektrona od elementa Ca nadalje, elektroni „radije” ulaziti u 3d-podgrupu nego da popunjavaju 4s. Na taj način se 3d nivo popunjava sve dok ne bude popunjen sa 10 elektrona, kao što je slučaj kod Cu.

Posmatrajmo sada N-sloj elektrona za koji je $n = 4$. Raspodela kvantnih brojeva u ovom sloju data je u sledećoj tablici:

Podgrupa	l	m_l	m_s	Broj elektrona u podsloju
4s	0	0	$\pm \frac{1}{2}$	2 (4s ²)
4p	1	-1, 0, 1	$\pm \frac{1}{2}$	6 (4p ⁶)
4d	2	-2, -1, 0, 1, 2	$\pm \frac{1}{2}$	10 (4d ¹⁰)
4f	3	-3, -2, -1, 0, 1, 2, 3	$\pm \frac{1}{2}$	14 (4f ¹⁴)
Svega				32

I ovde se javlja slična pojava obrazovanja unutrašnje podgrupe na nivou 4f, ali se ona počinje formirati tek posle obrazovanja P-sloja ($n = 6$), tj. podgrupa 4f formira se ispod dva sloja 0 i P. Popunjavanje 4f-nivoa vrši se od La ($Z = 57$) do Lu ($Z = 71$), a elementi u ovom intervalu poznati su kao retke zemlje. Pošto se 4f-sloj formira dublje u atomskom omotaču, onda ovi elektroni u 4f-podgrupi imaju neznatan uticaj na hemijske i druge osobine atoma. Tako se objašnjava i poznata činjenica da sve retke zemlje imaju skoro iste hemijske osobine i poluprečnik atoma.

U odeljku o magnetskim svojstvima tela (II knjiga, §§ 99—100) već je bilo reči da se feromagnetske osobine tela mogu objasniti postojanjem unutrašnjih nepopunjenih elektronskih slojeva. Samo u takvom unutrašnjem sloju magnetski moment spina elektrona može ostati nekompenzovan i uslovljavati feromagnetske osobine tela. Iz prethodne tablice se vidi da feromagnetske osobine imaju samo elementi u kojima se obrazuju unutrašnje nepopunjene podgrupe.

Ispitivanja magnetskih osobina transuranskih elemenata, koja su u poslednje vreme sprovedena, potvrđuju da se i kod njih obrazuje unutrašnja podgrupa na nivou 5f. Interesantno je napomenuti da je N. Bohr ovo predvideo još u doba razvoja njegove teorije kada još nisu ni bili poznati transuranski elementi.

Spektar natrijuma. — Natrijum je predstavnik alkalnih metala odnosno atoma sa usamljenim elektronom u spoljašnjem nepopunjenom sloju. Spektar natrijuma, prema tome, treba da bude sličan spektru vodonika. Eksperimentalna ispitivanja spektra natrijuma zaista to u velikoj meri pokazuju. Međutim, ova ispitivanja pokazuju i jednu pojavu koja dosad nije tretirana, a to je tzv. defekt natrijuma. Naime, kada se usamljeni elektron nalazi na većem udaljenju odnosno na višim energetskim nivoima, podudarnost energetskih nivoa natrijuma i vodonika je vrlo dobra. Međutim, za niže energetske nivoe, kada se elektron nalazi bliže jezgru, javljaju se izvesna odstupanja, koja se nazivaju defektom. Ova odstupanja pokazuje sledeća tablica:

Nivoi	$n = 3$	$n = 4$	$n = 5$	$n = 6$	$n = 7$	$n \leq 8$
S	1,37	1,36	1,35	1,35	1,35	1,35
P	0,88	0,87	0,86	0,86	0,86	0,86
D	0,01	0,01	0,01	0,01	0,01	0,01
S	neznatno za sve vrednosti n .					

Vrednosti u tablici predstavljaju defekte koji se dobivaju na sledeći način. Prema Bohrovoj teoriji energija u nivou n izračunava se prema obrascu

$$E_n = - \frac{Rhc}{(n - \delta_\infty + \delta_n)^2} \quad (74,1)$$

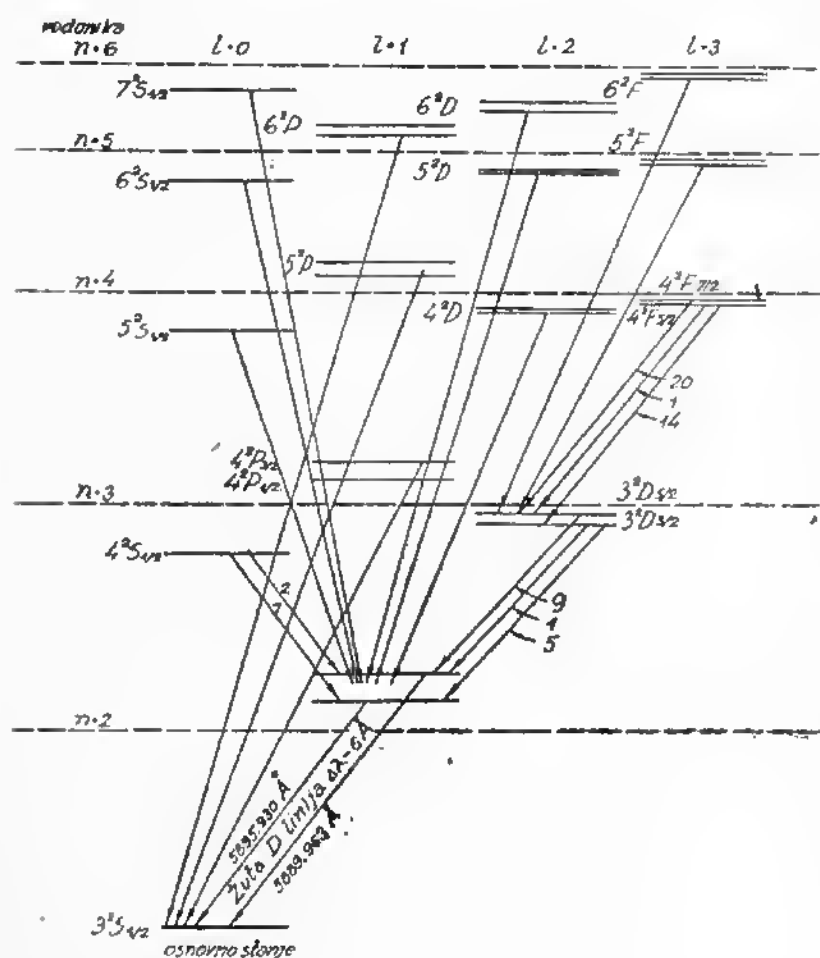
Oдавде je

$$\delta_n = \beta_1 E_n + \beta_2 E_n^2 + \beta_3 E_n^3 + \dots \quad (74,2)$$

Razlike $\delta_\infty - \delta_n$ dobivaju se analizom spektra i nazivaju se defektom, a njegove vrednosti date su u tablici.

Ovakav defekt se objašnjava na sledeći način. Kad je spoljašnji usamljeni elektron na višim energetskim nivoima, on se nalazi na većoj udaljenosti od prethodnih popunjenih elektronskih slojeva, pa oni nemaju velikog uticaja na spoljašnji elektron. Kao što je već ranije rečeno, u ovakvim slučajevima popunjeni unutrašnji

elektronski slojevi, koji su električki kompenzovani protonima u jezgri, mogu se smatrati jednom celinom u kojoj postoji samo višak pozitivnog nadelektrisanja jednog protona, koji tada ima slično dejstvo kao i proton-jezgro u atomu vodonika na njegov jedini elektron. U tom slučaju postoji velika sličnost u energetskim nivoima vodonika i natrijuma. Međutim, kad je elektron na nižim nivoima, on je znatno bliži jezgri i pri svom kretanju zalazi u zone unutrašnjih popunjenih elektronskih slojeva. Tada se više ne može smatrati celinom jezgro sa popunjenim slojevima, i dolazi do interakcije elektrona u popunjenim slojevima sa spoljnim elektronom koji zrači svetlost. Usled toga se javljaju izvesna odstupanja prema energetskim nivoima vodonika, koja su označena kao defekt natrijuma.



Sl. 74-2

Radi boljeg razumevanja spektra natrijuma, u sledećoj tablici dat je raspored kvantnih brojeva u atomu natrijuma, koji je sličan i za atome ostalih alkalija.

	l	m	j	Nivo
S	0	$+\frac{1}{2}$	$+\frac{1}{2}$	singlet
P	1	$\pm\frac{1}{2}$	$\frac{1}{2}, \frac{3}{2}$	dublet
D	2	$\pm\frac{1}{2}$	$\frac{3}{2}, \frac{5}{2}$	dublet
F	3	$\pm\frac{1}{2}$	$\frac{5}{2}, \frac{7}{2}$	dublet

Oдавde se vidi da će linije u spektru koje nastaju prelazom iz S-stanja biti singleti, a sve ostale linije dubleti i tripleti. Ovo je u saglasnosti sa eksperimentalno dobivenim spektrom. Pregled energetskih nivoa atoma natrijuma dat je na grafikonu sl. 74-2.

§ 75. Energija jonizacije i eksitacije

Pozitivan jon nastaje udaljenjem elektrona iz atoma. Već smo izračunali energiju koja je potrebna da bi se taj proces izvršio (§ 31). Uklanjanjem, odnosno izbacivanjem elektrona iz atoma nastaje odgovarajući jon.

Prema tome se i definiše *e n e r g i j a j o n i z a c i j e*. To je razlika energije atoma u normalnom stanju sa $n = 1$ i energije istog atoma u stanju sa $n = \infty$. Označimo je sa E_j , pa je

$$E_j = E_\infty - E_1, \quad (75,1)$$

gde je E_∞ energija nastalog jona (atoma iz kojeg je izbačen elektron), E_1 — energija atoma u normalnom stanju.

Već smo imali (§ 31)

$$E_n = -\frac{1}{n^2} \cdot Z^2 \cdot \frac{me^4}{2\hbar^2}. \quad (75,2)$$

Onda je

$$E_j = Z^2 \cdot \frac{me^4}{2\hbar^2}. \quad (75,3)$$

Za atom vodonika energija jonizacije očigledno iznosi

$$E_j = \frac{me^4}{2\hbar^2} = 13,605 \text{ eV}. \quad (75,4)$$

Jon može nastati i kada se pod uticajem spoljašnjih sila dogodi da u sastav atoma uđe jedan ili više elektrona kao višak iznad broja elektrona koji se nalaze u električno neutralnom atomu. Naravno, i u takvim procesima nastaje promena energije atoma, ali se ona obično ne naziva energija jonizacije. Dakle, *e n e r g i j a j o n i z a c i j e* je ona energija koja je potrebna da bi se jedan elektron udaljio iz atoma. Napomenuli smo da je to teorijski uzeto kao da je elektron odstranjen na beskonačno veliko rastojanje od atoma, dok u praksi to znači relativno malo rastojanje. Glavno je da je elektron napustio atom. Time je energija jonizacije definisana kao energija nastajanja negativnog jona od neutralnog atoma.

I ta energija, kao i svi ostali oblici energije, može se izražavati u raznim odgovarajućim jedinicama. Najobičnije se izražava u elektronvoltima. Osim toga, može i u ridberzima (ridberg = $R_y = 13,605 \text{ eV}$), ili odgovarajuća numerička vrednost za frekvenciju ili Rydbergovu konstantu, što je već navedeno u § 31. Ako se uzme ridberg kao jedinica, onda se energija jonizacije dobije u njenom relativnom iznosu u odnosu na energiju jonizacije atoma vodonika. Energija jonizacije izražava se i u kilokalorijama po molu, što nije teško preračunati prema ranije jasno izloženim vezama među svim veličinama.

Energija jonizacije može da bude i energija koja je potrebna za udaljenje elektrona ne iz neutralnog atoma nego iz jona. Naravno, ona se razlikuje od energije jonizacije za prvi elektron.

Zbog toga treba razlikovati o kojoj se energiji jonizacije radi. Obično se pod energijom jonizacije ili jonizacionom energijom podrazumeva energija koja je potrebna za udaljenje najlabavije vezanog elektrona iz atoma.

Usvojen je i još jedan naziv za energiju jonizacije. To je *p o t e n c i j a l j o n i z a c i j e*, ili *j o n i z a c i o n i p o t e n c i j a l*. Ovaj izraz treba razlikovati od potencijala kao fizičke veličine. Kada se izrazi u elektronvoltima, onda se naelektrisanje elektrona podrazumeva, pa je potencijal kao izraz uzet u

odnosu na elektron. Inače, treba imati u vidu da je to energija, iako se uslovno naziva potencijalom.

Potencijali jonizacije (energije jonizacije) mogu biti prvog, drugog itd. reda. Oni se mogu i izračunavati i eksperimentalno određivati. Primenom kvantne teorije i elektromagnetike moraju se uzeti u obzir uzajamna dejstva svih elektrona i jezgra atoma, što se rešava uglavnom aproksimativnim metodima zbog većeg broja čestica.

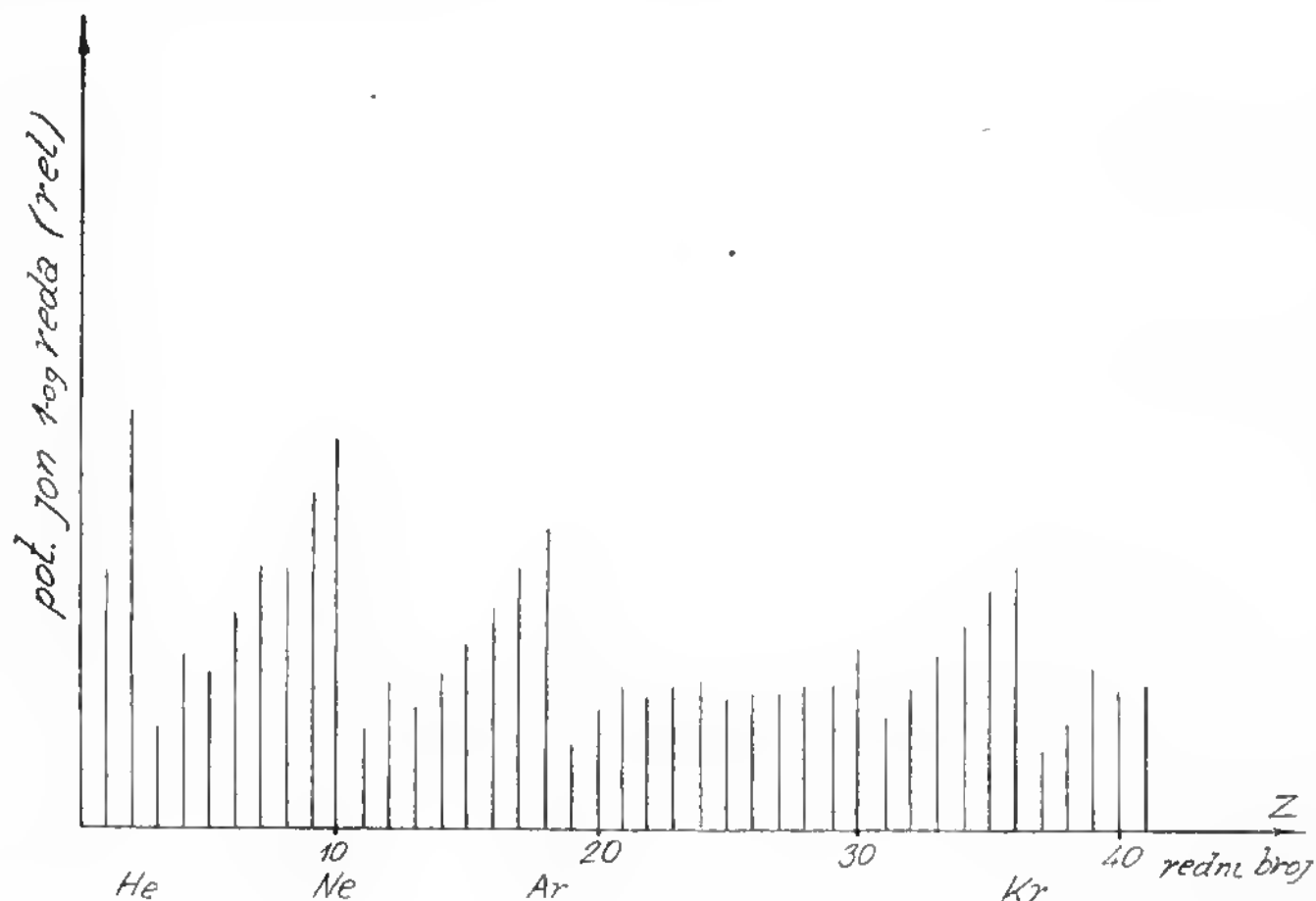
Otkidanje prvog, najlabavijeg elektrona energetski se izražava jonizacionim potencijalom (potencijalom jonizacije) prvog reda. Obično se označava i sa I_1 . Uklanjanje elektrona od jednovalentnog pozitivnog jona označava se energetski jonizacionim potencijalom drugog reda (I_2) itd.

U tablici 75-I navedene su numeričke vrednosti energije jonizacije (potencijala jonizacije) prvog reda. Kao jedinica uzet je ridberg ($\approx 13,6$ eV), pa su navedene vrednosti relativne, jer su uzete u odnosu na potencijal jonizacije atoma vodonika.

Tablica 75-I

Element	Redni broj	Potencijal jonizacije (ridberg = 13,6 eV)
H	1	1,00 ($\approx 13,6$ eV)
He	2	1,81 ($\approx 24,6$ eV)
Li	3	0,40 ($\approx 5,44$ eV)
Be	4	0,69 ($\approx 9,39$ eV)
B	5	0,61 ($\approx 8,3$ eV)
C	6	0,83 ($\approx 11,3$ eV)
N	7	1,07 ($\approx 14,6$ eV)
O	8	1,0 ($\approx 13,62$ eV)
F	9	1,33 ($\approx 18,1$ eV)
Ne	10	1,59 ($\approx 21,6$ eV)
Na	11	0,38 ($\approx 5,16$ eV)
Mg	12	0,56
Al	13	0,44
Si	14	0,60
P	15	0,72 (ili 0,81)
S	16	0,86 (ili 0,76)
Cl	17	1,01 (ili 0,96)
Ar	18	1,16
K	19	0,32
Ca	20	0,45
Sc	21	0,55
Ti	22	0,52
V	23	0,55
Cr	24	0,57
Mn	25	0,50
Fe	26	0,53
Co	27	0,53
Ni	28	0,55
Cu	29	0,57
Zn	30	0,69
Ga	31	0,44
Ge	32	0,55
As	33	0,68
Se	34	0,80
Br	35	0,93
Kr	36	1,03
Rb	37	0,31
Sr	38	0,42
Y	39	0,64
Zr	40	0,54
Nb	41	0,58

Na slici 75-1 prikazane su vrednosti potencijala jonizacije prvog reda za elemente. Periodičnost većih vrednosti je očigledna. To se može objasniti i prema broju elektrona u pojedinim slojevima (ljuskama), kao i prema manjoj i većoj zasićenosti tih slojeva elektronima. O tome ćemo govoriti prilikom tretiranja molekula, odnosno veze među atomima.



Sli. 75-1

Energijom eksitacije naziva se ona energija koja je potrebna da se atom eksituje iz normalnog energetskog stanja ($n = 1$) u prvo ili najniže eksitovano (pobudeno) stanje ($n = 2$). Za atom vodonika ona iznosi

$$E_e = -\frac{1}{2^2} Ry + Ry = \frac{3}{4} Ry = \frac{3}{4} \cdot 13,605 \text{ eV} \approx 10,21 \text{ eV}. \quad (75,5)$$

Energija jonizacije i energija eksitacije izvode se prema energetskim nivoima i odgovarajućim dijagramima, koji su dobiveni prema spektroskopskom tretiranju i prikazivanju tih veličina, kao i prema Bohrovoj kvantnoj teoriji.

Jonizacija i eksitacija atoma mogu se dobiti i pomoću električnih uredaja i eksperimenata, a takode i kombinacijom električnih i spektroskopskih posmatranja. One nastaju sudarom brzih elektrona i atoma. Takvi elektroni se uglavnom prethodno ubrzavaju da bi mogli eksitovati jon ili atom sa kojim se sudare. Oni mogu izazvati eksitaciju atoma ne samo prvog nego i višeg reda, u zavisnosti od njihove energije, koja se prenosi u odgovarajućim kvantima. U tu vrstu eksperimenata spada već navedeni eksperiment Francka i Hertza, koji se smatra potvrdom postojanja kvanta energije (§ 33).

Afinitet atoma prema elektronu. — Pored energije jonizacije i eksitacije atoma može se uzeti u obzir kao jedna od karakteristika atoma i njegov afinitet prema elektronu. Afinitet (sro'dstvo) atoma prema elektronu prikazuje se energijom prisajedinjenja elektrona kao viška u odnosu na broj elektrona neutralnog atoma. To je, dakle, energija formiranja negativnog jona od neutralnog atoma

nailaskom elektrona. Najpravičniji naziv za tu energiju je *energija afiniteta*, ili *energija srodstva atoma prema elektronu*.

Ova energija je izmerena sa zadovoljavajućom preciznošću samo za nekoliko slučajeva, a takode je i procenjena za neke slučajeve. Inače, još ne postoje pouzdani metodi za tačnije određivanje te veličine za atome svih ili većeg broja elemenata.

U tablici 75-II navedene su vrednosti energije srodstva atoma nekih elemenata prema elektronu (jedinica: eV).

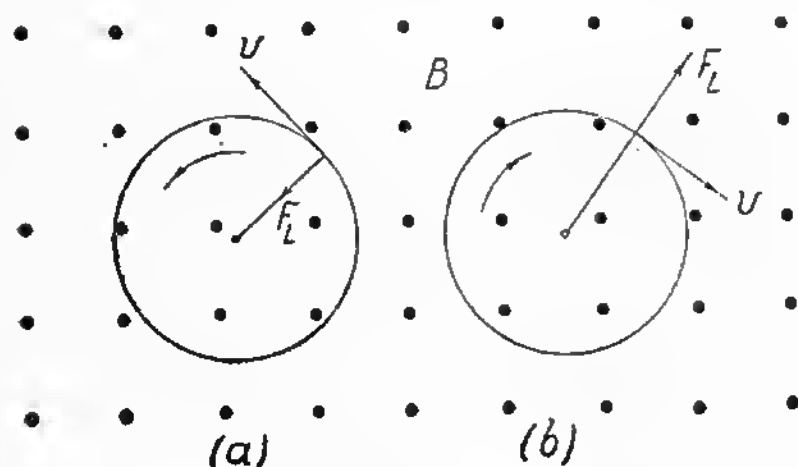
Tablica 75-II

H ⁻ 0,747	He ⁻ -0,37	B ⁻ 0,2	C ⁻ 1,7	N ⁻ 0,0	O ⁻ 2,2	F ⁻ 3,68
Li ⁻ 0,54	Be ⁻ -0,6	Al ⁻ 0,6	Si ⁻ 2,2	P ⁻ 0,8	S ⁻ 2,4	Cl ⁻ 3,78
Na ⁻ 0,74	Mg ⁻ -0,3					Br ⁻ 3,52
Cu ⁻ 1,0						I ⁻ 3,12
Ag ⁻ 1,13						
Au ⁻ 2,43						

§ 76. Zeemanov efekt

Uticaj magnetizma na svetlost predvideo je još Faraday. On je pretpostavljao da magnetsko polje može uneti izvesne promene u svetlost na koju deluje. No, zbog neusavršene tehnike merenja on nije mogao konstatovati te promene i taj uticaj. Tek 1896. godine Zeeman otkriva tu pojavu, kojoj je Lorentz dao teorijsku analizu i kvantitativne rezultate pomoću svoje čuvene elektronske teorije i elektromagnetske teorije svetlosti.

Rezultat dejstva magnetskog polja na svetlost ogleda se u *razdvajanju spektralnih linija*. Spektralna linija se cepa tako da se tačno može odrediti razlika među frekvencijama spektralnih linija na koje je prvobitna linija razložena. Ta pojava se naziva *Zeemanov efekt*.



Sl. 76-1

Posle izlaganja elementarne teorije te pojave prikazaćemo da nastaju uglavnom tri linije od jedne. Dve krajnje linije su odvojene od centralne za podjednaku frekvenciju $\Delta\nu$. Izračunaćemo i tu razliku.

Neka se elektron kreće brzinom v po kružnoj orbiti (sl. 76-1), a magnetsko polje neka je normalno na ravni kretanja i orijentisano od ravni crteža ka nama.

Kako je naelektrisanje elektrona negativno, Lorentzova magnetska sila, kojom polje deluje na elektron, biće orijentisana prema centru orbite. Njena vrednost će biti

$$F_L = evB. \quad (76,1)$$

Osim te sile, na elektron djeluju Coulombova i centrifugalna sila. Prema tome, veza među tim silama ima oblik

$$k \cdot \frac{e^2}{r^2} \pm evB = \frac{mv^2}{r}. \quad (76,2)$$

Za slučaj a) uzet je znak $+$, a za slučaj b) znak $-$.

Uzeli smo atom vodika i praktični MKSC-sistem $\left(k = \frac{1}{4\pi\epsilon_0}\right)$. U odsustvu magnetskog polja postojaće ravnoteža između Coulombove i centrifugalne sile, odnosno

$$\frac{ke^2}{r^2} = \frac{mv_0^2}{r}, \quad (76,3)$$

gde je v_0 brzina elektrona. No, kako je $v_0 = r\omega_0$, biće

$$\frac{ke^2}{r^2} = mr\omega_0^2. \quad (76,4)$$

Zamena (76,4) u (76,2) daje

$$mr\omega_0^2 \pm evB = \frac{mv^2}{r}. \quad (76,5)$$

Nova brzina se takođe može izraziti pomoću istog poluprečnika r i nove frekvencije ω , jer magnetsko polje ne menja poluprečnik orbite, nego samo frekvenciju kretanja elektrona. Onda je $v = r\omega$, pa je

$$mr\omega^2 - mr\omega_0^2 \pm evB = 0,$$

ili

$$\omega^2 \pm \frac{eB}{m} \omega - \omega_0^2 = 0. \quad (76,6)$$

Oдавде se izračunava nova frekvencija

$$\omega = \pm \frac{eB}{2m} \pm \sqrt{\left(\frac{eB}{2m}\right)^2 + \omega_0^2}. \quad (76,7)$$

Znak $-$ pred drugim članom ne može se uzeti za drugi slučaj. Izdvajanjem ω_0^2 , ova relacija postaje

$$\omega = \pm \frac{eB}{2m} \pm \omega_0 \sqrt{1 + \left(\frac{eB}{2m\omega_0}\right)^2}. \quad (76,8)$$

Očigledno je da se drugi član pod korenom slobodno može zanemariti u odnosu na jedinicu, jer se zna i red veličine magnetske indukcije B , koja se može ostvariti u laboratorijskim uslovima. Taj broj za B je nesrazmerno mali u odnosu na odgovarajuće brojeve u imeniocu.

Prema tome se dobiva promena ugaone frekvencije

$$\omega - \omega_0 = \Delta\omega = \pm \frac{eB}{2m} \quad (76,9)$$

ili promena linearne frekvencije

$$\Delta\nu = \pm \frac{eB}{4\pi m}. \quad (76,10)$$

Ovo je poznata Lorentzova formula za promenu frekvencije elektrona u atomu pod uticajem magnetskog polja. Jasno je da će u Gaussovom sistemu iznositi

$$\Delta\nu = \pm \frac{eH}{4\pi mc} \quad (76,11)$$

Promena frekvencije proporcionalna je jačini magnetskog polja, što se moglo i unapred očekivati.

Dakle

$$\omega_1 = \omega_0 + \frac{eB}{2m} \quad (\text{slučaj b}), \quad (76,12)$$

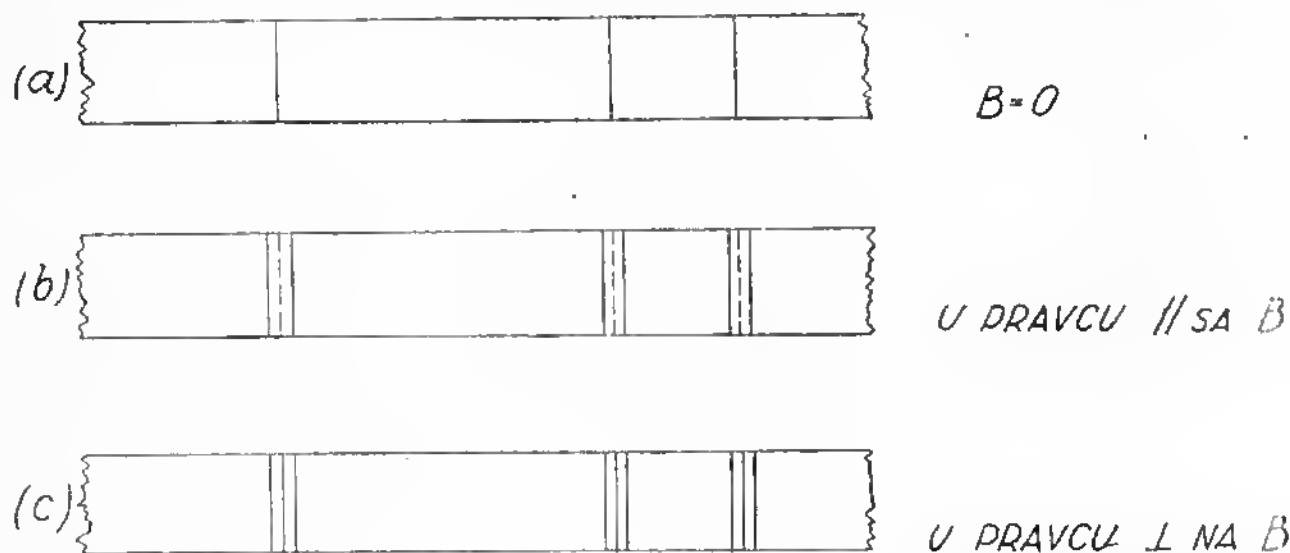
$$\omega_2 = \omega_0 - \frac{eB}{2m} \quad (\text{slučaj a}). \quad (76,13)$$

To znači da se za elektron sa negativnim naelektrisanjem pri kretanju kao na sl. 76-1a frekvencija smanjuje (linija se odvaja ka crvenom kraju u vidljivom spektru), a pri kretanju kao na sl. 76-1b frekvencija se povećava (linija se odvaja ka ljubičastom kraju).

Prema ovim rezultatima lako je izračunati da je razlika među talasnim dužinama novih linija i prvobitne vrlo mala. Na primer, za $\lambda = 3000 \text{ \AA}$ u polju od 1T ta razlika iznosi svega oko $0,03 \text{ \AA}$.

Ove relacije i merenja u vezi sa njima omogućuju i nalaženje odnosa $\frac{e}{m}$.

Dobivenim rezultatima odgovaraju linije kao na sl. 76-2. Tripletna linija (sl. 76-2b) od singletne se konstatuje u pravcu normalnom na pravac polja. Jedna komponenta je na istom mestu gde i prvobitna linija u odsustvu magnetskog polja, a druge dve su pomerene za odgovarajuću razliku koja je maločas izračunata.



Sl. 76-2

U pravcu polja ne konstatuje se komponenta sa frekvencijom prvobitne linije, jer se oscilovanje sa prvobitnom frekvencijom vrši baš u tom pravcu, a iz elektromagnetizma je poznato da je jačina elektromagnetskih talasa koji se zrače u pravcu dipola jednaka nuli (sl. 76-2c).

Zeeman je, osim razlaganja spektralnih linija pod dejstvom magnetskog polja, proučio i pitanje polarizacije svih tih linija, i to pod uticajem Lorentza i njegove teorije.

Prema Lorentzovoj teoriji, oscilovanja etra su sinhrona sa oscilovanjima elektrona. Onda se smatralo da elektron osciluje oko nekog ravnotežnog položaja. Takvo uprošćeno prikazivanje ništa nije smetalo da se dobije dobar rezultat, koji se poklapao sa eksperimentom. U svakom slučaju, kretanje elektrona je ubrzano, te se emituju elektromagnetski talasi, odnosno svetlost.

Razlaganje spektralne linije pod dejstvom stalnog magnetskog polja, koje je ovde objašnjeno, odnosi se na singletne linije. Takva pojava se naziva *normalni ili prosti Zeemanov efekt*.

Dejstvo magnetskog polja na složenije spektralne linije opet se manifestuje u cepanju (razlaganju) tih linija. Ako su prvobitne linije dubleti, tripleti ili uopšte multipleti, onda je njihovo razlaganje složeno. Takav efekt se naziva *anomalni ili složeni Zeemanov efekt*.

Anomalni Zeemanov efekt ne može se objasniti samo pomoću kvantne fizike. Bohrova teorija daje dosta dobre iako ne potpune rezultate, ali kvantno-talasna fizika mnogo potpunije i preciznije.

Prilikom izlaganja prostornog kvantovanja pokazali smo da se pomoću eliptične orbite elektrona mogu dobiti efikasni rezultati. Kada se atom podvrgne magnetskom polju, onda ta električna orbita počinje vršiti precesiono kretanje. Dakle, atom se ne privlači kao što bi u makro-posmatranjima izgledalo, nego se ponaša kao čigra (I knjiga, § 48). Može se i odrediti ugaona brzina te precesije. Prema sličnom kretanju, izloženom u knjizi I (§ 31), ovde pored običnih sila inercije figurira i Coriolisova sila. Ako se sa v označi brzina elektrona po eliptičnoj orbiti, a sa v' po krugu precesije te ellipse (ili tog elektrona), onda se Coriolisova sila izračunava prema izrazu za inercijalne sile

$$\frac{m(\mathbf{v} + \mathbf{v}')}{r} = -\frac{mv^2}{r} + \frac{mv'^2}{r} + \frac{2mvv'\cos(\mathbf{v}, \mathbf{v}')}{r}.$$

To je u stvari treći član na desnoj strani. Označimo li je sa F_c , biće prema slici aproksimativno

$$F_c = 2mvo \sin(\mathbf{v}, \mathbf{o}) \quad (76,14)$$

ili

$$\mathbf{F}_c = 2m \mathbf{v} \times \mathbf{o}, \quad (76,15)$$

gde je \mathbf{o} (omikron) ugaona brzina precesije.

Na elektron dejstvuje i Lorentzova sila

$$\mathbf{F}_L = e\mathbf{v} \times \mathbf{B}. \quad (76,16)$$

Vektori \mathbf{B} i \mathbf{o} su iste orijentacije, pa, uzimajući u obzir da je naelektrisanje elektrona negativno, te dve veličine mogu se izjednačiti.

Time se dobije

$$2m \mathbf{v} \mathbf{o} \sin(\mathbf{v}, \mathbf{o}) = evB \sin(\mathbf{v}, \mathbf{B}).$$

Uglovi u ovim relacijama međusobno su jednaki, pa ugaona brzina precesije iznosi

$$\mathbf{o} = -\frac{eB}{2m}. \quad (76,17)$$

Ovo je poznata *Larmorova teorema*, koja pokazuje da pod dejstvom slabog magnetskog polja orbita elektrona u atomu vrši precesiono kretanje.

Često se to naziva i Larmorova precesija, a ω — ugaona brzina Larmorove precesije.

Ako se sa $E_k(0)$ označi kinetička energija elektrona u odsustvu polja ($B = 0$), a sa $E_k(B)$ njegova kinetička energija kada se uspostavi polje ($B \neq 0$), onda je razlika među tim kinetičkim energijama

$$\Delta E_k = E_k(B) - E_k(0) = p_\psi \cdot \omega, \quad (76,18)$$

gde je p_ψ ekvatorijalni moment količine kretanja („magnetski” „ \hbar ”) ili projekcija momenta količine kretanja elektrona na pravcu polja \mathbf{B} . U stvari je $E_k(B) < E_k(0)$. No, kako je prema (36,9)

$$p_\psi = m_l \cdot \hbar, \quad (76,19)$$

biće

$$\Delta E_k = m_l \omega \hbar, \quad (76,20)$$

gde je ω ugaona brzina Larmorove precesije, m_l — magnetski kvantni broj, o kojem je već bilo reči u § 36, gde je bio označen sa n_ψ ($n_\psi = m_l$).

Potencijalna energija se ne menja uključivanjem magnetskog polja, jer je rastojanje r isto u slučaju kada orbita vrši i kada ne vrši precesiono kretanje.

Zbog toga je i promena totalne energije usled uključivanja magnetskog polja

$$\Delta E = m_l \omega \hbar. \quad (76,21)$$

Stanje elektrona je okarakterisano pomoću tri kvantna broja: n , l , m_l (spin se ovde ne uzima u obzir). Ako elektron pređe iz stanja 1 u stanje 2, onda su odgovarajući kvantni brojevi n_1 , l_1 , m_{l1} i n_2 , l_2 , m_{l2} .

Razlika među totalnim energijama tih dvaju stanja iznosiće

$$\Delta E_1 - \Delta E_2 = (m_{l1} - m_{l2}) \omega \hbar. \quad (76,22)$$

Onda je

$$h\Delta\nu = \Delta E_1 - \Delta E_2 = \Delta m_l \omega \hbar, \quad (76,23)$$

a odavde je

$$\Delta\nu = \Delta m_l \cdot \omega = \Delta m_l \cdot \frac{eB}{4\pi m}. \quad (76,24)$$

Videli smo da prema svojstvu magnetskog kvantnog broja i pravilima selekcije pri prostornom kvantovanju mogu biti tri vrednosti za Δm_l :

$$\Delta m_l = +1, 0 \text{ ili } -1. \quad (76,25)$$

Na osnovu toga se za promenu frekvencije dobije

$$\Delta\nu = \pm \frac{eB}{4\pi m} \text{ ili } \Delta\nu = 0. \quad (76,26)$$

Ovaj rezultat je identičan sa rezultatom (76,10) koji je dobiven prema klasičnoj, nekvantnoj fizici, tj. prema Lorentzovoj teoriji.

Dakle, kada kvantna teorija ne uzima u obzir spin elektrona, onda se dobije isti rezultat kao i u klasičnoj fizici, jer se skratila Planckova konstanta u odgovarajućim izrazima pomoću kojih je rezultat tražen. Prema tome, ovde se kvantna teorija ne pojavljuje u eksplicitnom obliku, nego je sadržana samo u implicitnom smislu.

Otuda Bohrova teorija na taj način objašnjava samo normalni Zeemanov efekt. Cepanje spektralnih linija pretpostavlja se isto kao i prema nekvantnoj fizici.

Anomalni Zeemanov efekt uspešno se objašnjava prema kvantno-talasnoj teoriji, gde se pribegava uračunavanju spina i koristi se vektorski model atoma.

Z A D A C I

1) Postaviti shemu mogućih prelaza elektrona za dvaput jonizovani atom Li među stanjima sa glavnim kvantnim brojevima $n = 3$ i $n = 2$.

2) Koji osnovni faktori uslovljavaju širinu spektralnih linija?

3) Koji faktori uslovljavaju dublete i triplete spektralnih linija?

4) Kolika je širina H_{β} -linije u Balmerovoj seriji koja se emituje na temperaturi od $3\,000^{\circ}\text{K}$? Uzeti u obzir samo uticaj temperature preko Dopplerovog efekta.

5) Kolika je relativna promena talasne dužine $\left(\frac{\Delta\lambda}{\lambda}\right)$ za H_{α} Balmerovu liniju koja nastaje usled Dopplerovog efekta ako se atom koji emituje svetlost kreće brzinom od 700 m/s pod uglom 45° prema pravcu posmatranja? Za pozitivan smer pravca posmatranja uzeti smer kretanja fotona.

6) Uobičajenim oznakama izraziti osnovna stanja elektrona u atomu Na i A.

7) Kolika je energija jonizacije atoma vodonika ako se njegov elektron nalazi već u eksitovanom stanju na drugoj orbiti?

8) Koliko je ukupno razdvajanje osnovnog stanja $^1\text{D}_2$ u magnetskom polju 5 T ?

9) Kakva je razlika između normalnog i anomalnog Zeemanovog efekta?

10) Pri posmatranju normalnog Zeemanovog efekta u paralelnom polju jačine $B = 10\text{ T}$ ustanovljena je širina jednog dubleta spektralne linije $\Delta\lambda = 30\text{ \AA}$. Kolika je talasna dužina te linije?

MOLEKUL

§ 77. Uvod

Kada su fizika i hemija bile manje razvijene, bilo je sigurnije ubedenje da su sve supstancije po pravilu sastavljene od molekula, a molekuli od atoma. Molekul se smatrao najmanjom česticom do koje se može izvršiti deljenje supstancije pod uslovom da zadrži određena fizička svojstva. Otkrivanjem raznih mikroprocesa i strukture supstancije sve više se proučavala struktura i priroda molekula. Dublje ulaženje u strukturu molekula osetno je poljuljalo ranija shvatanja o molekulu kao jedinki, pa i samo postojanje molekula kao određene čestice, koja bi zauzimala određeni deo prostora. Danas je u pogledu shvatanja molekula za većinu supstancija takvo stanje da se za neke atomske strukture ne može sa sigurnošću zaključiti da li imaju molekularnu strukturu ili ne. Međusobne veze i interakcije molekula i atoma u supstancijama su takve da je danas na pitanje šta je molekul nemoguće odgovoriti. Pod molekulom se podrazumeva, pored jednog, dva i više atoma kao ranije, još i ogroman broj atoma i najrazličitijih skupina. Postoje i supstancije sa takvom strukturom da se ne može ni govoriti o njihovim molekulima. Otuda i izrazi „džinovski” molekuli, koji često predstavljaju veliku parčad i u mikroskopskom smislu.

Zbog toga se o molekulu kao čestici, iako složenoj, u pravom smislu može govoriti uglavnom samo za idealne gasove. Čak i kod realnih gasova sa molekulom kao česticom teško se može izići na kraj zbog povezanosti sa drugim molekulima na razne načine.

Ovde se ima u vidu molekul kao čestica u smislu ranijih shvatanja sa određenom prostornošću. Može se reći da je molekul za većinu supstancija izgubio preciznost i strogost onog značenja koje je imao ranije. Polazeći od idealnih gasova preko tečnosti ka čvrstim telima molekul ima sve komplikovanije oblike. Kao sastavni delovi sa svojstvima jedinice u izgrađivanju čvrstih i tečnih tela, molekuli u većini slučajeva nisu jednostavni ni u pogledu strukture ni u pogledu shvatanja kao posebne celine. Razumljivo je da između supstancija u raznim agregatnim stanjima postoje razlike i u pogledu molekularne strukture. Tako ima čvrstih supstancija u kojih su molekuli kao sastavni delovi njihove strukture bolje istaknuti nego u tečnosti ili nekih realnih gasova u različitim specijalnim stanjima i uslovima. I obrnuto, prostorna i strukturna određenost i ograničenost molekula postaje sve relativnija i nesigurnija ukoliko se dublje ulazi u njihovu strukturu. Interakcija među molekulima, kao i među molekulima i fizičkim poljima raznih vrsta, sve više se proučava i uzima u obzir, pa i otuda dolaze elemente komplikovanosti i prividne nejasnosti u pogledu molekula kao posebne čestice sa određenim proučenim svojstvima.

Nekim grupacijama se danas daje naziv molekul, iako se tu može u najboljem slučaju naći samo analogija sa molekulom. Neke, pak, supstancije uopšte nemaju molekularnu strukturu.

Sve to ukazuje na potrebu opreznosti u tretiranju molekula kao sastavnih delova supstancija, a specijalno kada se koriste uobičajene fizičke veličine, koje su s tim u vezi, kao što su molekularna masa, broj molekula itd.

Zbog toga je mnogo sigurnije uzimati u obzir i atomsku strukturu, bez obzira kakvo je dalje izgrađivanje supstancije i razlikovanje grupacija i čestica.

§ 78. Sile među atomima u molekulu. Hemijska veza

Atomi se grupišu u molekule na taj način što u izvesnim uslovima nastaje takvo uzajamno dejstvo da se povežu silama, koje karakterišu hemijsku vezu. U širem smislu, to je povezano ne samo sa uzajamnim dejstvom atoma u molekulu nego i molekula i atoma.

Zadatak proučavanja tih sila i veza zajednički je danas i hemiji i fizici. Nekada je to bio isključivo zadatak hemije. Taj važni problem proučava se još od početka 19. veka. Prvobitno se smatralo da osnov te veze predstavljaju isključivo elektrostatičke sile. J. J. Berzelius (Bercelijus) je pokušao da celu neorgansku hemiju objasni pomoću elektrostatičke i elektrostatičkih sila. Ali, u organskoj hemiji takvo shvatanje se pokazalo nemoćnim. Zbog toga je nastala strukturna teorija, koja je uz razne elemente stavljala odgovarajući broj crta i tako prilično uspešno objašnjavala strukturu pojedinih molekula i jedinjenja. Jasno je da ta teorija nije vodila računa o fizičkoj prirodi sila među atomima i molekulima, odnosno o prirodi hemijske veze. To je bila čisto formalistička teorija. I pored svega toga, u svoje vreme odigrala je progresivnu ulogu. Vremcnom se zbog neefikasnosti u njenom prvobitnom obliku usavršavala i dopunjavala. Veliki skok u sličnoj orijentaciji učinio je Periodni sistem elemenata Mendeljejeva.

Posle utvrđivanja da se atom sastoji od pozitivnog jezgra i negativnih elektrona nastale su nove teorije W. Kossela (Kosel, 1916.) i G. N. Lewisa (Luis, 1916. i 1923), koje su svaka za sebe uzimale takvu strukturu u obzir i na njoj se zasnivale. Kao što ćemo pokazati, te teorije su zasnovane i na Bohrovoj teoriji atoma.

Danas se kao najadekvatnije prikazivanje veza među atomima u molekulima smatra prikazivanje pomoću kvantne teorije. No i ono, iako najpreciznije, takode ne odgovara na ogroman broj pitanja, a naročito u kvantitativnom smislu. Ali, u odnosu na ranije teorije i shvatanja, kvantna teorija daje i u kvalitativnom i u kvantitativnom smislu najbolje rezultate i objašnjenja. Glavno sredstvo te teorije i shvatanja je prikazivanje pomoću talasne funkcije i talasne Schrödingerove jednačine, primenjene na određene strukture.

Atomi i molekuli međusobno su povezani hemijskim silama uzajamnog dejstva, koje se obično nazivaju *valentne sile*.

Obilje eksperimentalnih podataka davno je potvrdilo da se valentne sile razlikuju od običnih sila, koje se proučavaju u klasičnoj fizici. Postoje dve važne karakteristike valentnih sila za razlikovanje od običnih sila u ranijem smislu.

Prva karakteristika valentnih sila je da se mogu prikazati *celim brojevima valentnosti* elemenata. Druga karakteristika je da postoji *zasićenost* valentnih sila.

Zasićenost valentnih sila povezana je sa određenim celim brojem valentnosti za atome pojedinih elemenata. Na primer, vodonik je jednovalentan. Zbog toga molekul vodonika može biti sastavljen samo od dva atoma, koji se zbog jedne valencije mogu međusobno povezati. Nijedan od njih nema mogućnosti da se veže sa trećim, jer je onom jednom vezom dvaju atoma nastala zasićenost valentne sile među njima.

Do nastanka savremene kvantne teorije (1927. god.) te činjenice su velikim delom konstatovane, ali je priroda tih sila uglavnom ostala bez objašnjenja sve do tada. Glavna teškoća u objašnjenju valentnih sila bila je baš u njihovom prikazivanju pomoću celih brojeva i u njihovoj zasićenosti. Pre kvantno-talasne teorije bilo je sasvim razumljivo da i električne i magnetske i gravitacione sile među telima dejstvuju nezavisno od toga kolika je količina fizičke veličine koja karakteriše ta tela. Na primer, dva naelektrisana tela međusobno se privlače ili odbijaju odgovarajućom elektrostatičkom silom (Coulombov zakon) bez obzira kolika su njihova naelektrisanja — mala ili proizvoljno velika. Tu nema ograničavanja niti zasićenosti kao kod valentnih sila.

Dakle, valentne sile su, pored ostalog, i pre kvantne teorije pokazale da među atomima i molekulima postoje sile, koje se razlikuju od običnih sila bar u nekom pogledu.

Polarna i nepolarna veza. — Postoje dva tipa hemijskih veza. Shodno tome postoje i dva tipa hemijskih jedinjenja. Za ta dva tipa veza takode postoje i različiti nazivi, od kojih su možda najopravdaniji sledeći: *p o l a r n a v e z a* i *n e p o l a r n a v e z a*.

P o l a r n a v e z a atoma u molekulu i u hemijskom jedinjenju je takva veza u kojoj je međusobnim dejstvom elektrona pojedinih atoma došlo do takvih pomeranja i grupisanja, razredenja i zgušnjavanja da su pojedini atomi ili atomske grupe stekli neku vrstu polarnosti, tj. jedan ili jedni su naelektrisani jednim, a drugi suprotnim naelektrisanjem. U svakom slučaju, hemijska veza se karakteriše kretanjem i konfiguracijama elektrona u atomima i molekulima. S obzirom na takvo tumačenje, polarna veza se naziva i *j o n s k a v e z a*. Postoji i naziv *h e t e r o p o l a r n a v e z a*, a takode i *e l e k t r o v a l e n t n a j o n s k a v e z a*.

Prema takvom shvatanju izlazi da se polarni ili heteropolarni molekuli, prilikom odgovarajućeg povećanja rastojanja među jezgrima sastavnih atoma, raspadaju na pozitivne i negativne jone. Prirodno je zaključiti da su sile među tim atomima, odnosno jonima, električne prirode (uglavnom elektrostatičke sile). Berzeliusovo učenje sa elektrohemijom hipotezom bilo je takode na toj liniji, iako u začetku u pogledu razrađenosti, jer se onda znalo samo za dve vrste naelektrisanja, bez poznavanja strukture atoma i elektrona. I onda, a i sada, kada se govori o polarnoj vezi, ideja je u međusobnom električnom privlačenju i u vezi među pozitivnim i negativnim naelektrisanjem dva sastavna dela molekula. Te suprotno naelektrisane čestice hemijski su različite. Nosioi suprotnih naelektrisanja mogu biti kako pojedini joni (jonizovani atomi) tako i grupe jona (jonizovanih atoma). Razumljivo je da su i ti joni nastali kretanjem elektrona. U polarnoj vezi pojedini joni u znatnoj meri održavaju svoju individualnost, što se može konstatovati i razlaganjem molekula na delove (disocijacijom).

Najlabavije su povezani za atom tzv. *v a l e n t n i e l e k t r o n i*, ili *e l e k t r o n i v a l e n c i j e*. Zbog toga oni lako prelaze sa jednog atoma na drugi, lako menjaju položaj, a time i samu konfiguraciju atoma, odnosno jona u molekulu. Kosselova teorija je uzela u obzir takve elektrone i uopšte broj elektrona u raznim slojevima atoma. Inače se može smatrati nastavkom Berzeliusovih ideja o elektrostatičkom dejstvu među delovima molekula. Prema Kosselovoj teoriji inertni gasovi se odlikuju jako izraženom hemijskom neaktivnošću zbog toga što je sloj njihovih atoma popunjen elektronima. Tako, atom helijuma ima dva elektrona. Prvi sloj može sadržati svega dva atoma, što znači da je sloj popunjen i da u njemu nema nepopunjenog mesta za elektrone. Neon ima u K-sloju 2 elektrona, a u L-sloju $2+6=8$ elektrona, što takode pokazuje da je spoljašnji sloj sasvim popunjen elektronima. Oni atomi čija spoljašnja ljuska sadrži manje od 8 elektrona u stanju su da prime te elektrone. Inertni (plemeniti) gasovi kao da predstavljaju jednu granicu, kojoj se teži u popunjavanju elektronima.

U tom smislu je karakterističan broj 8 kao broj popunjenosti elektronima. O broju elektrona za atome pojedinih elemenata i za odgovarajuće slojeve već je bilo reči (§ 74), pa je to čitaocu poznato.

Kada su u spoljašnjem sloju jedan ili dva elektrona, onda su oni po pravilu labavo vezani za atom. S druge strane, u njihov sloj se rado pomeraju novi elektroni. Može se, slikovito, smatrati kao da postoji izvesna „glad” takvog sloja za elektronima.

Uzmimo kao primer jedan halogenoid jednog alkalnog metala, recimo NaCl. To je primer polarne veze, odnosno jonskog molekula. Pogleda li se raspored elektrona u atomima pojedinih elemenata (§ 74), odmah se uočava da atom natrijuma ima jedan labav elektron (naveden u rubrici M/3S), a atom hlora ima 5 elektrona 3 p i 2 elektrona 3S, što znači 7 elektrona M-sloja. Opravdana je pretpostavka da polarna veza nastaje tako što labavi elektron napusti atom Na i smesti se uz onih 5 elektrona atoma Cl. Tako postanu joni Na^+ i Cl^- kao sastavni delovi molekula NaCl. Oznaka $+$ pokazuje da je u tom atomu Na jedan elektron manje nego u neutralnom stanju, a oznaka $-$ da je u atomu Cl jedan elektron više nego u neutralnom stanju atoma hlora. Izgleda da je istaknuta individualnost oba jona, iako su se sjedinili hemijskom vezom.

Kao drugi primer uzmimo magnezijumoksid. Atom magnezijuma ima redni broj 12, a to znači da ima 12 elektrona. U spoljašnjem sloju (M) ima 2 elektrona. Oni su labavo vezani za atom. Atom kiseonika ima redni broj 8, a to znači da ima 8 elektrona. U spoljašnjem sloju (L) ima $2 + 4 = 6$ elektrona. Pored njih mogu stati još dva elektrona. Može se smatrati da atom kiseonika „lovi” elektrone da bi postigao stanje sa 8 elektrona na tom sloju. Nadu li se pod spoljašnjim uticajima ta dva atoma u situaciji da se međusobno dovoljno približe, onda se smatra da atom kiseonika „ugrabi” ona dva labavo vezana elektrona iz atoma Mg. Onda atom O u L-sloju ima svih 8 elektrona kao kod plemenitih gasova, a i Mg atom ostane sa spoljašnjim L-slojem, koji sadrži takode 8 elektrona. Takvim kretanjem i raspoređivanjem elektrona nastaju dva jona: dvostruko negativan jon kiseonika O^{--} i dvostruko pozitivan jon magnezijuma Mg^{++} .

I na ovom primeru se vidi da u molekulu MgO, odnosno $\text{Mg}^{++}\text{O}^{--}$ oba jona u polarnoj vezi zadržavaju svoju individualnost. Ali, osim toga je i polarnost u neku ruku očigledna, jer postoje privlačne elektrostatičke sile među naelektrisanjima $+2e$ i $-2e$. U ostale interakcije električne i druge prirode ovde nećemo ulaziti, jer nas trenutno samo ove interesuju.

Kao treći primer uzmimo molekul vode, H_2O . I njega možemo objasniti na sličan način. Atom kiseonika teži da u pojedinim uslovima „ugrabi” dva elektrona, koji su labavo vezani za atom koji naide blizu njega. Nailaženjem jednog atoma vodonika H atom O mu ugrabi onaj jedan jedini elektron koji ima. Medutim, njemu nije dovoljan jedan elektron, nego dva. Zato od drugog atoma on ugrabi još jedan elektron. Tako nastane molekul vode, koji se prema tom objašnjenju sastoji od jednog jona O^{--} sa dvostrukim negativnim naelektrisanjem i od dva jona H^+ sa jednostrukim pozitivnim naelektrisanjem. I tu se ogleda polarnost na jednoj strani dvaju protona (dva jona vodonika) i dvaju elektrona kao viška u atomu kiseonika.

Ovde nije bilo reči pod kojim uslovima se „odlepe” oni labavi elektroni. U tu svrhu je potrebno izvršiti odgovarajući rad, koji je jednak bar energiji veze tih elektrona za atom. Na primer, čist metalni magnezijum ne reaguje sa čistim kiseonikom u molekulskom obliku i na običnoj, recimo sobnoj temperaturi. Zato se magnezijum zagreva u atmosferi kiseonika, pri čemu se atomi magnezijuma toliko pobude (eksituju) da se od njih odvoje ona dva elektrona, pa nastane jon magnezijuma. To isto zagrevanje izaziva disocijaciju molekula kiseonika na atome, koji mogu u tom stanju da prime one elektrone. Sve to spada u one spoljašnje

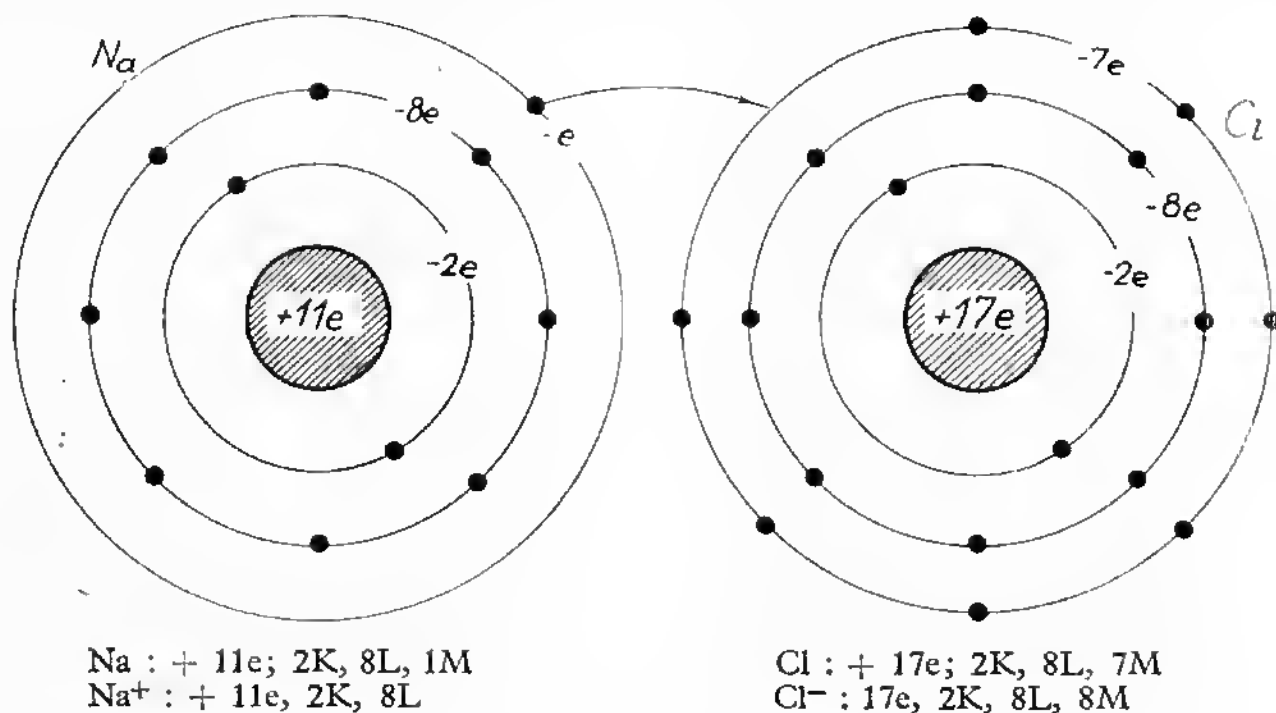
uticaje i uslove koji omogućuju maločas opisane procese. Grubo uzevši, to bi bila tehnika realizovanja takvih uslova, što ovde nije od primarnog značaja.

Navedeni primeri se mogu prikazati i pomoću sheme atoma sa elektronskim grubim konfiguracijama.

1) $\text{Na}^+ \text{Cl}^-$

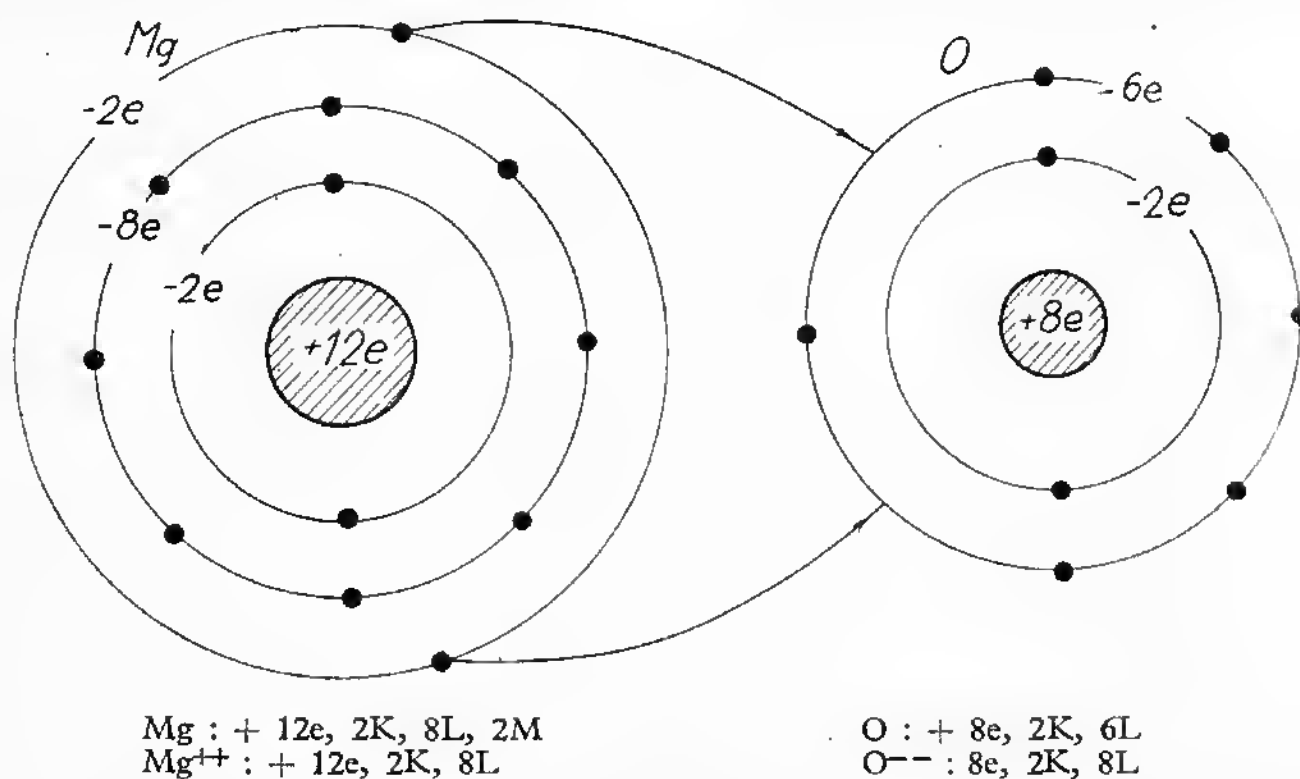
Atom natrijuma ima u jezgru 11 pozitivnih elementarnih naelektrisanja (11 protona), 2 negativna naelektrisanja (2 elektrona) na K-sloju, 8 elektrona na L-sloju i 1 elektron na M-sloju.

Atom hlora ima u jezgru 17 protona, 2 elektrona na K-sloju, 8 elektrona na L-sloju i 7 elektrona na M-sloju (sl. 78-1).



Sl. 78-1

Preskakanjem jednog elektrona nastaju odgovarajući joni. Napominjemo da na slici nisu prikazane dimenzije u odgovarajućim razmerama. To je učinjeno zbog bolje preglednosti, a odnos tih dimenzija dobro je poznat prema Bohrovoj teoriji (§31).

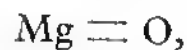


Sl. 78-2

2) $\text{Mg}^{++}\text{O}^{--}$

Ovde u shemi (sl. 78-2) možemo naznačiti prelaz ona 2 elektrona iz M-sloja atoma Mg u L-sloj atoma kiseonika nešto drukčije nego u slučaju NaCl, tj. usvajanjem da su ona dva elektrona, koji su prešli u atom O, zajednički za oba atoma.

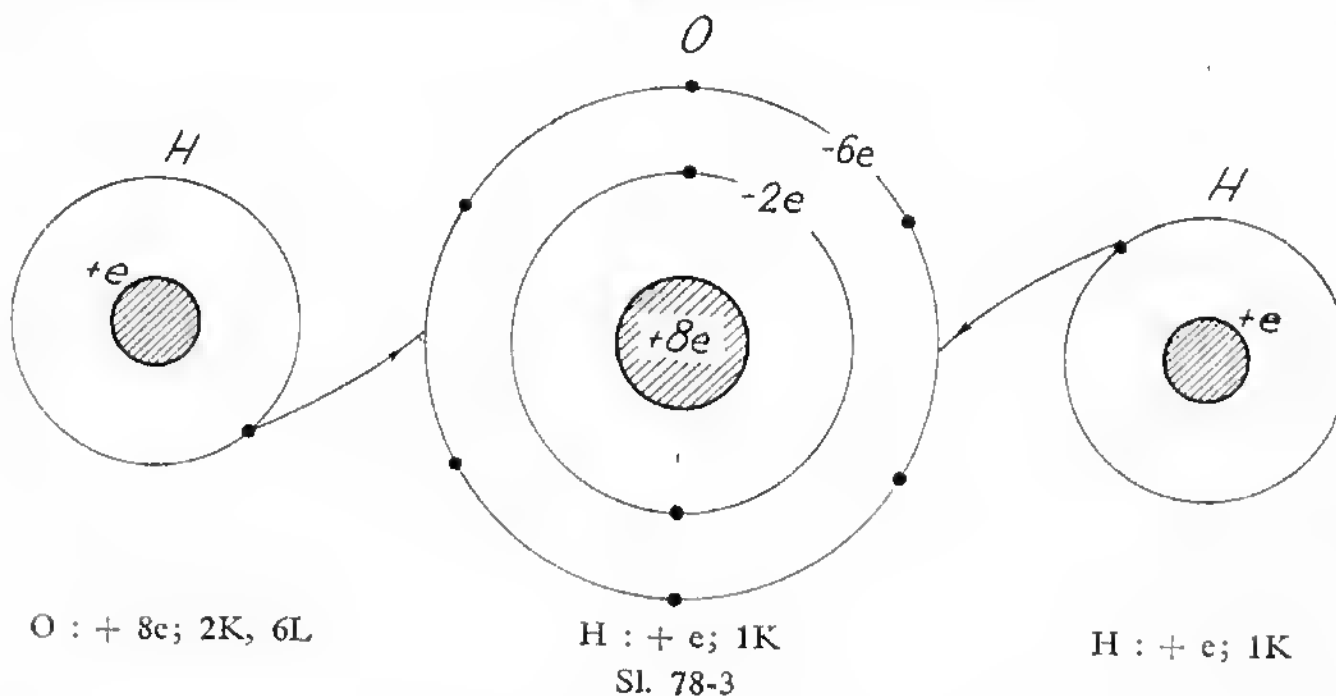
Prema strukturnoj formuli poznato je da se ovaj molekul može prikazati i u ovom obliku:



gde crtice pokazuju valence, odnosno u modernijem smislu elektrone, a to znači način i oblik veze, iako je to nastalo mnogo ranije nego što se znalo ma šta pouzdano o strukturi atoma, gde se tačkicama prikazuju elektroni u jonu (u spoljašnjem, perifernom sloju).

3) H_2O

Shodno navedenom, shema ima sledeći oblik (sl. 78—3):



Postoje i mišljenja i razlozi da molekul vode nije sastavljen od jona, nego od neutralnih atoma.

Oksid magnezijuma u kristalnoj rešetki sadrži jone magnezijuma i kiseonika, koji se nalaze na određenom međusobnom rastojanju, vezani električnim silama privlačenja i odbijanja. U takvom obliku se ne može govoriti o molekulu u klasičnom smislu, nego o jedinjenju sa jezgrima atoma magnezijuma i kiseonika sa navedenim elektronskim omotačima, koji su nastali prelaženjem elektrona od jednog atoma na drugi.

Ovakvo objašnjenje i teorija polarne veze pokazali su se efikasnim u velikom broju jedinjenja. Nemogućnost uspešne primene na neka komplikovanija jedinjenja ne umanjuje njen značaj, pa ni njenu aktuelnost.

Nepolarna veza atoma u molekulu je takva veza u kojoj se atomi kao sastavni delovi smatraju električno neutralnim. Pri odgovarajućem povećanju rastojanja među jezgrima molekul ili jedinjenje raspada se na neutralne delove, tj. na delove u kojima je ista količina negativnog i pozitivnog naelektrisanja.

Dvoatomski molekuli, koji se smatraju najprostijim, uzeti redom H_2 , O_2 , N_2 , Cl_2 i sl., po svoj prilici su sastavljeni od nejonizovanih atoma, tj. od električno neutralnih atoma. Nema nikakvih naročitih razloga da se, recimo, jedan od tih atoma smatra pozitivno, a drugi negativno naelektrisanim.

Nepolarna veza se naziva i **homopolarna**, a takode i **kovalentna veza**.

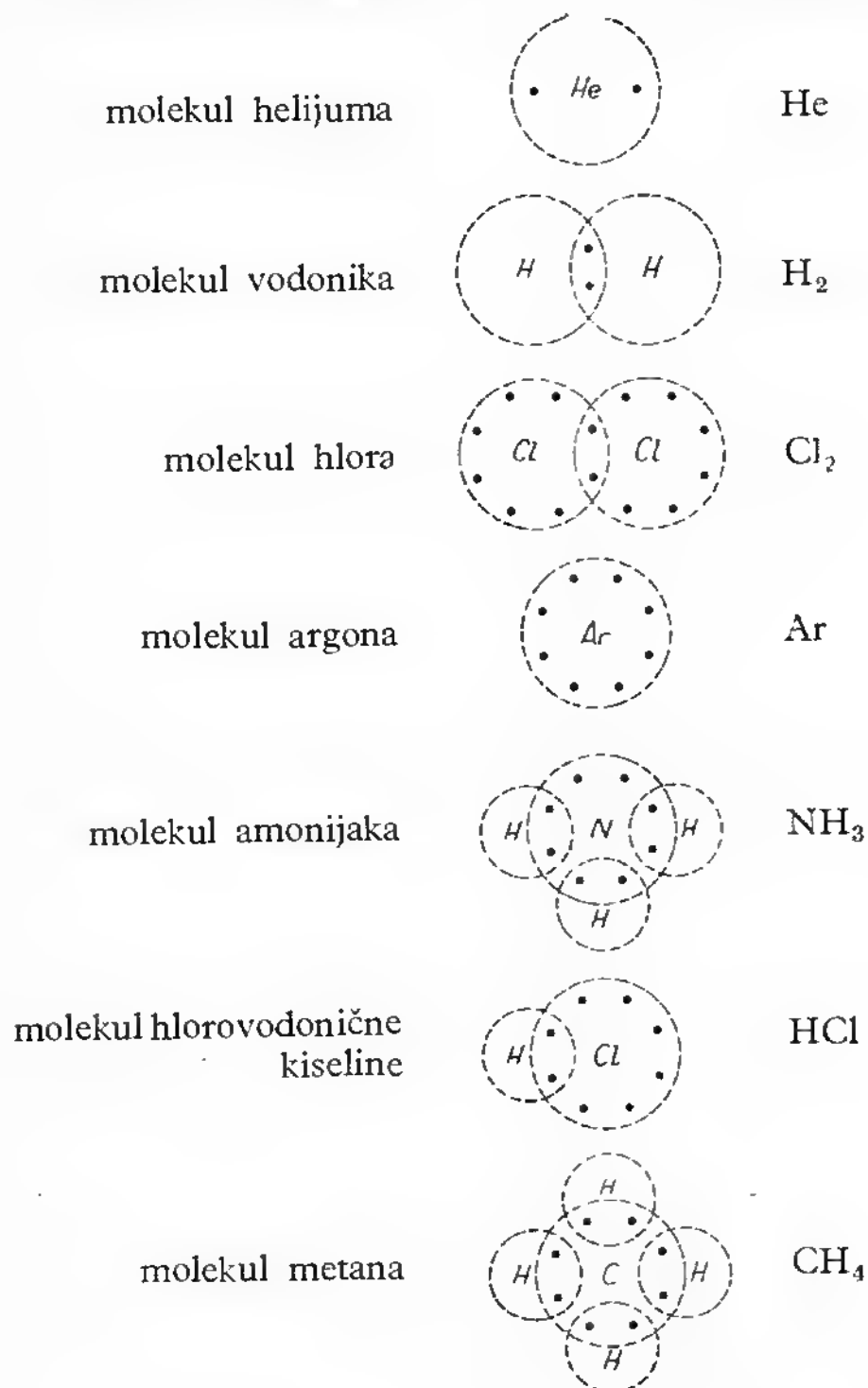
Ovaj poslednji naziv je prilično rasprostranjen, jer je u saglasnosti sa nazivom elektrovalentna jonska veza, koji se odnosi na polarnost.

Smatra se da pretežan broj organskih jedinjenja i znatan broj neorganskih jedinjenja nisu sastavljeni iz jona, nego iz neutralnih delova. Zato je i nepolarna (kovalentna) veza takode od velikog značaja.

Lewis je dao hipotezu da u kovalentnoj vezi obavezno učestvuju 2 elektrona. Ta hipoteza zahteva da se oko jezgra svakog sastavnog atoma takve veze nalazi 2 ili 8 elektrona. Prvi slučaj se odnosi samo na atom vodonika sa omotačem prvog plemenitog gasa — helijuma. Ova teorija se razlikuje od teorije polarne veze time što se prema njoj atomi ne jonizuju, nego elektroni valentne veze pripadaju : jednom i drugom atomu, odnosno vezi među tim atomima. Vidi se da Lewis nije ulazio u suštinu hemijske veze, nego je čisto formalistički prikazivao molekule i jedinjenja prema broju elektrona, gde okteti i par igraju odlučujuću ulogu. Usvojeno je da se elektroni prikazuju i pomoću tačaka. Oko svakog atoma vodonika, prema tome, treba da budu 2 elektrona, a oko ostalih po 8 elektrona.

Prema takvom prikazivanju svakoj valentnoj crtici odgovara par elektrona, trima valentnim crticama odgovara, dakle, 6 elektrona.

Evo takvih oznaka za neke molekule i jedinjenja (sl. 78-4):



Sl. 78-4

I Kosselova i Lewisova teorija zasnovane su na elektronskoj strukturi i rasporedu u atomima, pa prema tome imaju i određeni fizički smisao i primenljivost. Međutim, ni za jednu od njih se danas ne može reći da su opšte teorije hemijske veze. Kosselova teorija se može smatrati nekom vrstom teorije jonskih jedinjenja, što donekle umanjuje njenu obuhvatljivost. Njihova nepotpunost ne umanjuje za sada njihovu aktuelnost i praktičnost i pored daleko veće efikasnosti kvantno-teorijskog prikazivanja tih veza.

§ 79. Energija veze atoma u molekulu

Oba tipa hemijske veze među atomima, polarna i nepolarna, imaju još neke karakteristike. Kada se atomi nalaze na relativno velikim međusobnim rastojanjima, onda je sila njihovog uzajamnog dejstva vrlo mala. Već se rastojanje od 10^{-7} cm može smatrati vrlo velikim, jer se već na tom rastojanju ne konstatuju međuatomske sile veze. Te sile se konstatuju na rastojanjima među atomima oko jednog angstrema, tj. na rastojanjima atomskih dimenzija. Privlačna sila među atomima povećava se kada se njihovo međusobno rastojanje smanjuje. Ali i to ima svoju granicu, jer kada se rastojanje smanji do izvesne mere, onda nastaju odbojne sile. Te odbojne sile se objašnjavaju pretpostavkom da elektroni jednog atoma međusobnim približavanjem dvaju atoma penetriraju u elektronski omotač drugog atoma, pa tako međusobno odbijanje elektrona pomoću električnih interakcija prevaziđe privlačenje, koje takođe postoji među suprotnim naelektrisanjima.

Na izvesnom rastojanju atoma te dve sile suprotnog smera međusobno se izjednače, odnosno uravnoteže. Onda i potencijalna energija takvog sistema od dva atoma dobija svoju minimalnu vrednost.

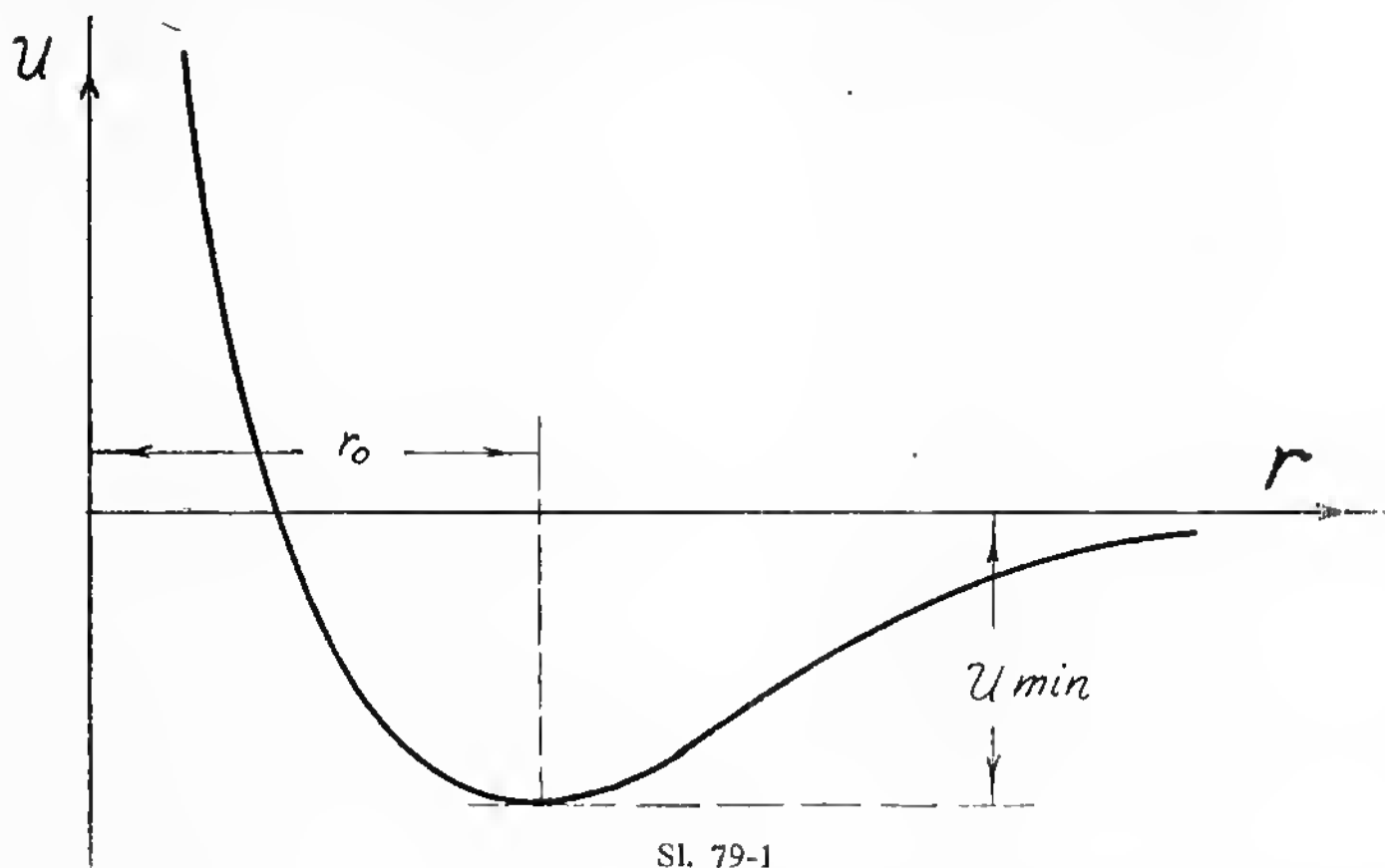
Pogledajmo kako varira potencijalna energija tog sistema u funkciji od međusobnog rastojanja tih dvaju atoma. Promenu potencijalne energije u funkciji od rastojanja možemo prikazati uglavnom sa kvalitativne strane. Pre svega, konstatovali smo da na nekom rastojanju potencijalna energija ima minimalnu vrednost. U savremenoj atomskoj fizici potencijalna energija se označava i sa U , pored E_p . Tu oznaku onda treba razlikovati od iste oznake za napon ili potencijalnu razliku. To znači da kriva $U = U(r)$ za neko $r = r_0$ ima minimalnu vrednost, tj. da je konkavna strana te krive okrenuta prema pozitivnom smeru U -ose. Povećavanjem rastojanja među atomima potencijalna energija se povećava. Na vrlo velikom rastojanju ta potencijalna energija u stvari ne postoji, jer onda ne postoji uzajamno dejstvo među atomima. Dakle, kada $r \rightarrow \infty$, potencijalna energija jednaka je nuli. Otuda i zaključak da je za konačne vrednosti $r > r_0$ potencijalna energija sigurno negativna veličina. To isto povlači za sobom i zaključak da je potencijalna energija negativna i pri svojoj minimalnoj vrednosti.

Na rastojanjima manjim od r_0 potencijalna energija se naglo povećava zbog toga što su odbojne sile veće od privlačnih. Za vrlo male vrednosti r potencijalna energija U povećava se neograničeno.

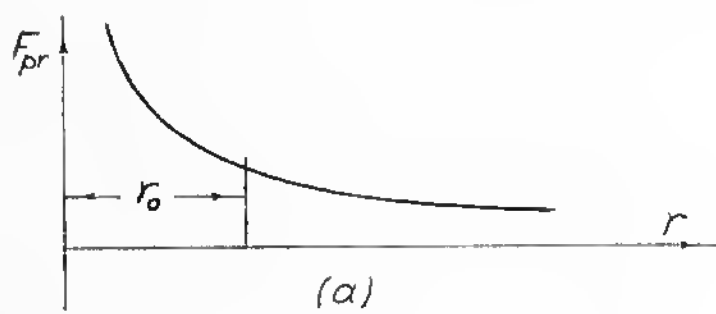
Prema rečenom, jasno je da je oblik promene potencijalne energije dvoatomskog molekula otprilike kao na sl. 79-1. Na rastojanju r_0 među atomima molekula odbojne sile jednake su privlačnim silama. Zato se to rastojanje često naziva *dužina veze*.

Otuda izlazi da je i rad koji je jednak energiji U_m u stvari onaj rad koji treba izvršiti da se atomi ili joni molekula sasvim odvoje jedan od drugog, tj. rad koji može izvršiti disocijaciju. U hemiji se taj rad, odnosno energija disocijacije često označava sa D . Taj rad je jednak, dakle, energiji disocijacije ili energiji veze atoma u molekulu.

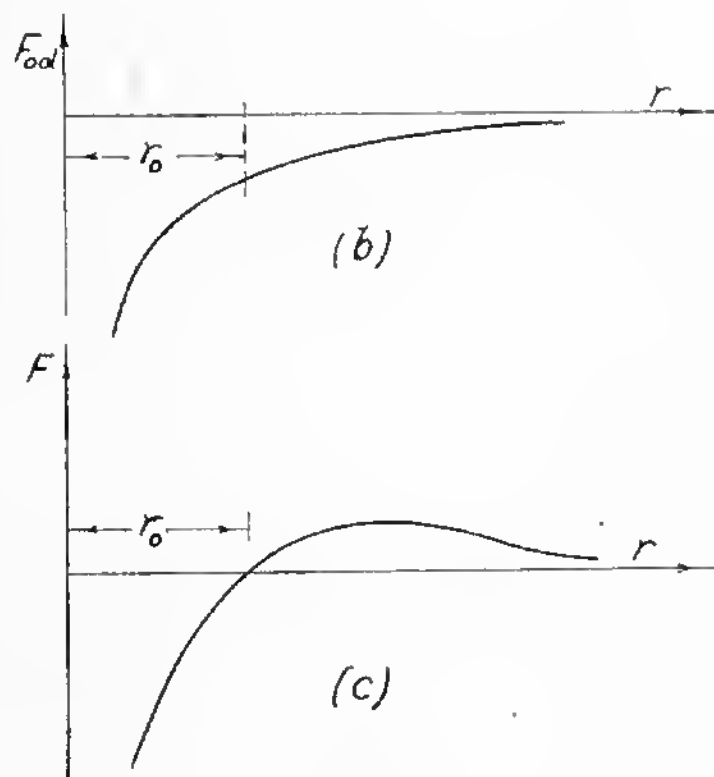
Tačka (r_0, U_{\min}) prikazuje ravnotežni položaj molekula. U blizini te tačke krivulja liči na parabolu, a parabola je klasična potencijalna krivulja linearnog oscilatora. Ta tačka odgovara ravnotežnom, stabilnom stanju molekula.



Sl. 79-1



(a)



(c)

Sl. 79-2

Osim krivulje za potencijalnu energiju, ili potencijalne krivulje, može se kvalitativno uopšteno prikazati i krivulja privlačnih i odbojnih sila u funkciji od rastojanja među atomima dvoatomskog molekula.

Ako se vrednosti privlačnih sila označe pozitivnim ordinatama, a odbojnih sila negativnim ordinatama, te krivulje će imati oblik kao na sl. 79-2a i 79-2b.

Rezultanta krivulja (sl. 79-2c) predstavlja zajednički privlačne i odbojne sile, pa je i dobivena u principu sabiranjem prvih dveju. Jasno je da je ta sila jednaka nuli u ravnotežnom položaju $r = r_0$. S druge strane, poznato je da je sila jednaka izvodu potencijalne funkcije U (energije) po koordinati sa obrnutim znakom. Ovde se radi o izvodu U po r , pa za minimum funkcije U njen izvod mora biti jednak nuli.

Energija veze atoma u molekulu određuje se eksperimentalno i teorijski (izračunavanjem). Najefikasniji metodi izračunavanja su pomoću kvantne teorije. Međutim, veliki njihov

nedostatak je u komplikovanosti pri izračunavanjima i u aproksimativnosti u matematičkim metodima rešavanja Schrödingerove jednačine. To je sasvim razumljivo zbog nemogućnosti tačnog rešavanja čak problema triju tela, a kamoli većeg broja, što je slučaj kod mnogih dvoatomskih molekula sa odgovarajućim brojem elektrona pored atomskih jezgara kao sastavnih delova. Za sada su rezultati eksperimentalnog određivanja energije veze precizniji od teorijskih, ali su oni globalni, jer se pomoću njih ne objašnjavaju procesi i prirode povezivanja i veza, nego samo rezultati tih procesa.

Evo nekoliko vrednosti energije disocijacije (energije veze) atoma u molekulima supstancija u gasovitom stanju (tablica 79-I).

Tablica 79-I

Molekul	$-U_{\min} = -U_0 \left(\frac{\text{kcal}}{\text{mol}} \approx 23 \text{ eV} \right)$	
H_3^+	61 (2,65 eV)	Za molekul vodonika uračunata je i nulta energija od $6,2 \frac{\text{kcal}}{\text{mol}}$
H_2	108,8 (102,6)	
Li_2	26	
Na_2	17	
K_2	12	
NaCl	126	
KCl	116	
NaF	144	
KF	142	
LiCl	154	
LiF	181	
LiBr	145	
NaBr	122	
NaJ	113	
KJ	103	

Izračunavanja pomoću kvantne teorije daleko izlaze iz zadatka i obima ove knjige, zato ćemo se samo ukratko osvrnuti na njih, uzimajući u obzir uglavnom fizičku stranu.

Za izračunavanja je najprostiji dvoatomski molekul — m o l e k u l s k i j o n v o d o n i k a H_2^+ . To je molekul vodonika iz kojeg je udaljen jedan elektron. Taj jon je sastavljen od tri čestice, i to od dva protona (dva jezgra) i jednog elektrona, ili što je isto, od jednog atoma vodonika i od jednog protona.

Utvrđeno je i eksperimentalno da takav jon H_2^+ postoji kao celina, odnosno da je to jonizovani dvoatomski molekul.

I u slučaju toga jona i molekula vodonika Bohrova teorija je nemoćna i da pretpostavi, a kamoli da uspešno odredi putanje elektrona u molekulu.

Kvantno-talasna teorija, koja uzima u obzir i korpuskularnu i talasnu prirodu svake čestice, kao što je već navedeno, opisuje kretanje čestice pomoću talasne funkcije. O fizičkoj interpretaciji talasne funkcije bilo je reči već ranije (§ 68).

Kada je rastojanje između jezgra jednog atoma vodonika i jezgra drugog atoma (protona) u molekulskom jonu H_2^+ veliko, onda se elektron nalazi u električnom polju jezgra svog atoma. Čak i kada je rastojanje nekoliko desetina angstrema, ono je dovoljno veliko da je sigurna pripadnost tog elektrona prvom jezgru. Naravno, to se može izračunati u obliku verovatnoće da se taj elektron nađe u zapremini reda veličine zapremine tog atoma. Verovatnoća je skoro jednaka

sigurnosti. Ali, približavanjem tih dvaju jezgara ta verovatnoća je sve manja. Na rastojanjima od nekoliko angstrema elektron se nalazi čas u polju jednog, a čas u polju drugog jezgra. To prelaženje iz jednog polja u drugo obavlja se za kraće vreme od bilionitog dela sekunda. Zbog toga se na izvesnim rastojanjima uopšte ne može više govoriti kojem jezgru taj elektron pripada. Oba jezgra (protona) postaju zajednička elektronu, i obrnuto. Hemijska veza može nastati baš onda kada se jezgra približe na rastojanje dimenzije atoma, tj. na rastojanje oko jednog angstrema. Dakle, u zavisnosti od rastojanja, elektron u takvom jonu može biti blizu jednom ili blizu drugom jezgru, a može pripadati i jednom i drugom.

Primenom Schrödingerove jednačine i njenim aproksimativnim rešavanjem dolazi se do izraza za energiju molekulskog jona H_2^+ . Izračunavanja i izrazi su relativno komplikovani, jer se radi o složenom izrazu za potencijalnu energiju u parcijalnoj jednačini drugog reda. Izraz za energiju, dobiven tom jednačinom, pokazuje da je energija jona manja od zbira energija atoma vodonika i protona. Ta razlika je u stvari energija veze, a to je ona energija koja se oslobađa pri stvaranju H_2^+ iz H i H^+ .

Takođe se dobiva i funkcija potencijalne energije i rastojanja među jezgrama, koja je u opštem obliku slična maločas navedenoj prema kvalitativnim rasuđivanjima.

Napominjemo da se primenom obične Schrödingerove jednačine dolazi do rezultata koji se ne poklapaju sa eksperimentalnim rezultatima. Jedan od razloga za to je razlikovanje stanja dvaju jezgara i elektrona pomoću talasnih funkcija. Zato se u kvantnoj teoriji pribegavalo nizu naknadnih poboljšanja i pretpostavki u matematičkom smislu. Sve je to bilo u cilju dobivanja rezultata, koji se poklapa sa eksperimentom. Ali se, na žalost, u takvim naknadnim poboljšanjima zanemarila fizička realnost i interpretacija, a da se ne govori o složenostima matematičkog aparata.

Kvantna teorija prilično mehanički sabira navedena tri stanja pomoću odgovarajućih talasnih funkcija, a realno stanje je jedno, iako promenljivo. To donekle pokazuje neadekvatnost i takvog metoda za mnoge mikroprocese. No, danas je to ipak najefikasniji metod i pored njegove nepraktičnosti. Ovde je veliki uspeh kvantne teorije i činjenica da uzima u obzir i prelaznu strukturu ili prelazno stanje u dinamizmu pripadnosti elektrona poljima jezgra, tj. stanje kad elektron sa podjednakom verovatnoćom pripada poljima oba jezgra.

Po jednostavnosti, sledeći molekul bio bi molekul vodonika H_2 . Kvantna teorija primenjuje sličan metod kao za H_2^+ , ali sa još manjom preciznošću zbog toga što se radi o sistemu od četiri čestice. Na izvesnom rastojanju ne može se razlikovati kome jezgru pojedini elektron pripada. Zbog toga se sve to mora uzeti u obzir, pa čak i izračunavati odgovarajuće verovatnoće za pojedina pretpostavljena stanja. Na taj način je izračunato da „statistička težina” za pojedine strukture iznosi po 32% za pripadnost po jednog elektrona po jednom jezgru, a 36% za prelaznu strukturu.

Prema Paulijevom principu, dva elektrona ne mogu imati sva 4 kvantna broja ista, tj. ne mogu biti u identičnim kvantnim stanjima. To nije važno za tretiranje H_2^+ , jer je u njemu samo jedan elektron, ali za H_2 je i to kako važno, jer u tom slučaju postoje „zabranjena”, ili nemogućna stanja. Zato se uzima u obzir i spin oba elektrona, te se broj matematički mogućnih uslova za talasnu funkciju ψ svodi na broj dozvoljenih uslova i dozvoljenih talasnih funkcija.

Prema toj teoriji ispostavilo se da slučaj obične paralelnosti spinova dvaju elektrona u molekulu vodonika predstavlja odbijanje atoma. Prilikom njihove razmene u atomima ne dolazi do hemijske veze među atomima. To se može ostvari

na tri načina, zbog vrednosti spina oba elektrona $+\frac{h}{2}$ i $-\frac{h}{2}$.

Zbog toga se stanje veze može ostvariti samo na jedan iz ta tri načina, tj. na jedan od 4 načina, pa je verovatnoća stvaranja molekula vodonika pri sudaru dvaju atoma vodonika svega $\frac{1}{4} = 0,25$.

Kvantna teorija određuje i rastojanje među jezgrima u molekulu.

Tako, na primer, ravnotežno rastojanje među jezgrima atoma u molekulu H_2 iznosi prema eksperimentalnom određivanju $0,74 \text{ \AA}$, a prema izračunavanjima $0,86 \text{ \AA}$. Na sličan način se za molekulski jon vodonika eksperimentalno dobilo $1,06 \text{ \AA}$, a izračunavanjima $1,32 \text{ \AA}$.

§ 80. Spin elektrona i hemijska svojstva atoma

Spin elektrona i Paulijev princip mogu korisno poslužiti za prikazivanje i objašnjenje nekih hemijskih svojstava atoma i hemijske veze. Posmatrajmo da li je mogućna veza dvaju atoma helijuma. Hemija pruža eksperimentalne podatke da je helijum u tom pogledu inertan. S druge strane, zna se prema strukturi tog atoma da je popunjen K-sloj i da ne stupa u običnu hemijsku vezu sa drugim atomom. No, to se može slikovito prikazati i pomoću spinova elektrona i Paulijevog principa. Ako spinove elektrona prvog atoma označimo sa 1 i 2, a drugog sa 3 i 4, dobiće se sledeća shema (sl. 80-1).

Naravno, spinovi elektrona u pojedinom atomu međusobno su antipolarni, jer običnu paralelnost ne dozvoljava Paulijev princip.

Maločas smo videli da razmena elektrona sa paralelnim spinovima dovodi do odbijanja. To znači da razmena elektrona 3 i 1, a zatim 4 i 2 sa paralelnim spinovima, nije mogućna, jer bi takva razmena predstavljala odbijanje atoma. Preostaje mogućnost eventualne razmene elektrona sa antiparalelnim spinovima, recimo 1 i 4. To bi značilo vezu, ali se onda u jednom atomu dobiju elektroni sa istim spinom, što prema Paulijevom principu takođe nije dozvoljeno.

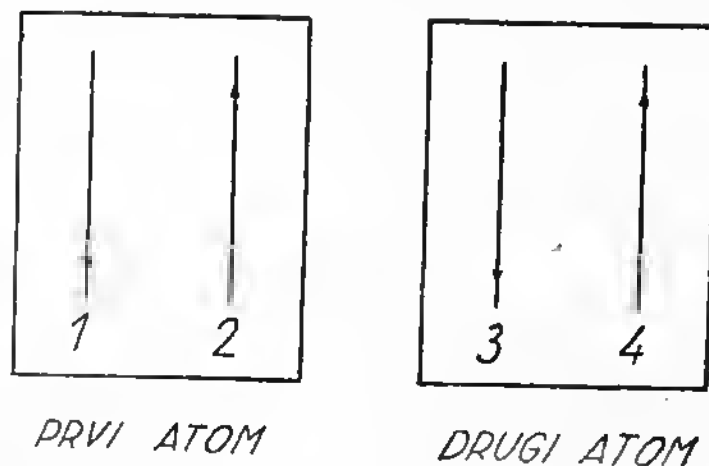
Otuda izlazi da se hemijska svojstva određuju usamljenim elektronima. Oni ne moraju biti samo spoljašnji.

I ovo je jedno od objašnjenja zasićenosti valentnih sila, pa je prilično efikasno, iako je formalističko.

Kvantna teorija raspolaže i drukčijim metodima izračunavanja za molekule. Jedan od njih je da se pretpostavi molekul kao celina koja ima dva jezgra oko kojih kruže elektroni po svojim molekulskim slojevima, koji se uslovno nazivaju molekulske putanje. Prikazivanje je takođe pomoću talasnih funkcija. Rezultati su slični prethodnim.

Opisani i slični metodi se primenjuju i na molekule sa više atoma.

Ali za preciznije izračunavanje jedne od fizičkih veličina, koje su interesantne pri proučavanju složenijih molekula, recimo za izračunavanje energije disocijacije takvih molekula, bilo bi potrebno ogromno vreme u tehničkom pogledu samih izračunavanja integrala i sličnih izraza, koje je mnogo duže od racionalno predviđenog za normalan rad.



Sl. 80-1

§ 81. Električna svojstva molekula

Postoji dosta električnih svojstava molekula, što je sasvim razumljivo zbog naelektrisanosti čestica koje ulaze u njihov sastav, makar se radilo i o neutralnim molekulima. Sve vrste veza među atomima usko su povezane sa električnim svojstvima. Ali, kada se izvrši potpuniji pregled električnih svojstava molekula, ipak se može doći do opravdanog zaključka da postoje dve glavne karakteristike tih svojstava. Prva karakteristika je sklonost ka polarizaciji, ili polarizibilnost molekula, a druga karakteristična veličina je dipolni moment molekula.

Prirodno je smatrati da se električna, magnetska i optička svojstva molekula, kao i manje složenih čestica, uglavnom određuju prilikom uticaja električnog i magnetskog polja na taj molekul, odnosno na njegove elektrone. Dakle, elektromagnetska svojstva molekula ogledaju se u ponašanju molekula u elektromagnetskom polju. Sve to je u neposrednoj vezi sa strukturom molekula.

Već smo videli (Fizika II, § 23) da je vektor polarizacije povezan sa vektorom jačine električnog polja tako da imaju istu orijentaciju. U proporcionalnosti tih dveju veličina glavnu ulogu igra dielektrična permitivnost (propustljivost) sredine. Takav odnos važi za izotropne sredine. Sam proces polarizacije manifestuje se i u nastajanju dipolnog momenta.

Ono što je konstatovano u makroskopskom tretiranju važi u principu i za mikrostrukture, pa i za molekule. Kada na molekul dejstvuje spoljašnje polje, onda nastaje polarizacija i u svakom molekulu po pravilu nastaje dipolni moment.

Označimo dipolni moment jednog molekula sa \mathbf{p} , a polarizaciju sa \mathbf{P} . Neka je N_0 broj molekula u jedinici zapremine. Onda je među njima poznata veza u obliku

$$\mathbf{P} = N_0 \mathbf{p} \quad [\text{Fizika II, str. 54, (22,4)}].$$

Ova relacija pokazuje da je i dipolni moment molekula proporcionalan jačini srednjeg električnog polja. Ta veza se može prikazati u obliku

$$\mathbf{p} = \alpha \mathbf{E}, \quad (81,1)$$

gde je \mathbf{E} jačina srednjeg polja.

Oдавде je jasna i veza između polarizacije \mathbf{P} i električnog polja \mathbf{E} , koja glasi

$$\mathbf{P} = \alpha N_0 \mathbf{E}. \quad (81,2)$$

Ova veličina α na izvestan način karakteriše sklonost molekula ka polarizaciji ili polarizibilnost molekula. Zato je i dobila baš takav naziv kao molekularna konstanta naročite vrste.

Po svojoj fizičkoj prirodi polarizibilnost molekula ima sledeće dimenzije:

$$\alpha(=) \frac{p}{E} = \frac{ql}{F/l} = \frac{ql^2}{F} = \epsilon l^3. \quad (81,3)$$

Dakle, polarizibilnost molekula ima dimenziju proizvoda električne permitivnosti sredine i zapremine. U elektrostatičkom CGS ili u Gausovom CGS-sistemu polarizibilnost se, prema tome, izražava i meri jednostavno pomoću kubnih centimetara, jer je onda $\alpha(=) l^3$.

Imajući u vidu numeričke vrednosti za ϵ , lako je konstatovati da je polarizibilnost α reda veličine zapremine molekula, što je i razumljivo, jer se ona odnosi

na pomeranje i promenu elektronskog omotača molekula pod uticajem električnog polja. Sa takvim redom veličine kvantitativnih vrednosti polarizibilnost molekula je prilično određena, pa joj bolje odgovara taj naziv nego sklonost ili sposobnost molekula ka polarizaciji. Međutim, u hemiji se ovaj poslednji naziv češće upotrebljava, i to u širem smislu kao svojstvo molekula a ne kao uža fizička veličina α . Mi možemo voditi računa o oba shvatanja, ali su ta veličina i to svojstvo međusobno prirodno povezani. Polarizibilnost α u zavisnosti od prirode molekula za jedne molekule ne zavisi od temperature, a za druge zavisi. Ta zavisnost je skopčana sa zavisnošću molekularne polarizacije od temperature. U prvu vrstu molekula, kod kojih u odsustvu temperaturske promene gustine polarizacije, a prema tome i permitivnosti ϵ ne zavisi od temperature, spadaju pre svega jedn atomski molekuli. Osim njih, tu spadaju i mnogi simetrični dvo atomski molekuli, kao što je molekul kiseonika O_2 , azota N_2 , veliki broj ugljovodonika, zatim CO_2 itd. U drugu vrstu molekula, kod kojih pri ostalim nepromenjenim uslovima polarizacija zavisi od temperature, spadaju nesimetrični dvo atomski molekuli, kao npr. HCl , zatim H_2O itd. Karakteristično je da za takve supstancije polarizacija brzo opada sa povišenjem temperature. Postoje i neki simetrični molekuli koji spadaju u ovu vrstu.

Ovakva različita ponašanja dveju vrsta molekula objašnjava se na sledeći način. Za molekule prve vrste smatra se da uglavnom imaju ne samo centar simetrije nego i da se u tom centru simetrije nalazi i težište svih pozitivno naelektrisanih čestica i težište svih negativno naelektrisanih čestica kao posebnih sastavnih delova molekula. Sa takvom konfiguracijom čestica molekul te vrste nema dipolni moment u odsustvu spoljašnjeg polja. Zato u njima polarizacija nastaje samo pod uticajem spoljašnjeg polja, koje primorava elektrone da se prinudno pomere. Dipolni moment se u takvim molekulima indukuje spoljašnjim električnim poljem.

Za molekule druge vrste smatra se da se uglavnom težište pozitivno naelektrisanih sastavnih čestica ne poklapa sa težištem negativno naelektrisanih sastavnih čestica, nego se i u odsustvu spoljašnjeg polja nalaze na nekom rastojanju, pa su takvi molekuli u stvari dipolni ili polarni molekuli. Molekuli ove druge vrste polarizuju se pod uticajem spoljašnjeg polja delimično kao i molekuli prve vrste pomeranjem elektrona pod uticajem polja, tj. elektronskom polarizacijom, ali, osim toga, i samim orijentisanjem molekula pod dejstvom polja. Kao drugi deo polarizibilnosti za takve molekule nastaje tzv. *orijentaciona polarizibilnost*.

Dipolni moment se određuje izračunavanjima, teorijski i eksperimentima, praktički. Eksperimentalnih metoda ima veći broj. Jedni su orijentisani na određivanje polarizacije, prema kojoj se odredi i dipolni moment. Drugi koriste direktnu primenu molekularnog snopa, što je slično poznatom metodu proučavanja atoma u elektromagnetskom polju, dok neki koriste pogodnosti radiospektroskopije.

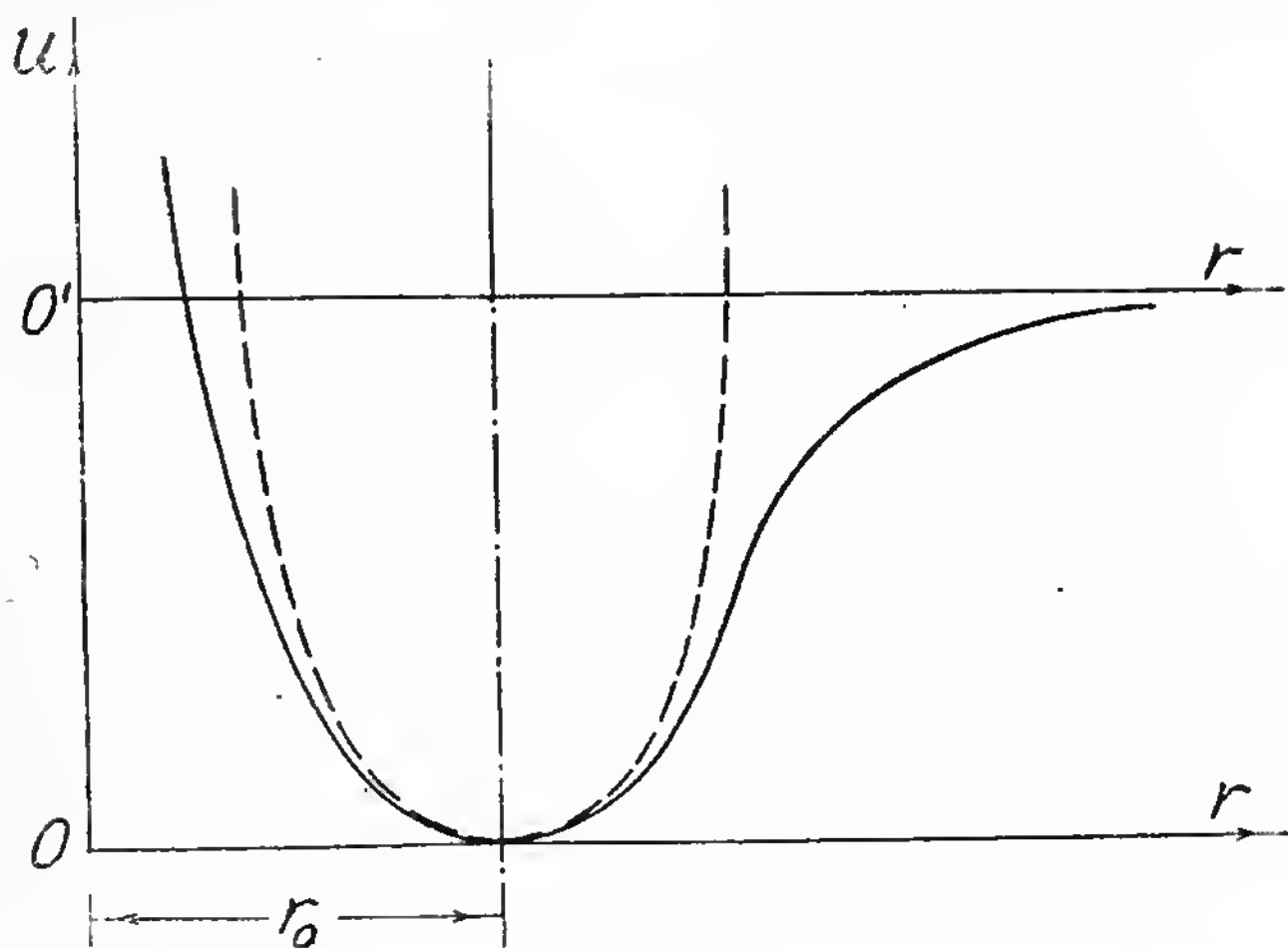
Red veličine dipolnog momenta jednak je proizvodu elementarnog naelektrisanja e i dimenzija atoma (oko $10^{-8}cm = 10^{-10}m$) (videti tablicu str. 52, II knj.).

§ 82. Oscilovanje dvoatomskih molekula

Atomi dvoatomskog molekula, uopšte uzevši, mogu biti vrlo različitih masa. Jedan od njih, na primer, može biti atom vodonika, a drugi jedan od teških atoma tako da njegova masa bude mnogo veća od mase atoma vodonika, odnosno praktički od mase protona. Slučajevi sa jednakim atomima su specijalni, pa ćemo ih tretirati opštije.

Pomeraji jednog jezgra (atoma) mogu biti različiti. Na pomeeno jezgro dejstvuju sile hemijske veze u cilju vraćanja u ravnotežni položaj. U takvom oscilatornom kretanju energija oscilovanja može biti zbog raznih uzroka jednaka ili veća od energije disocijacije tog molekula. U takvim slučajevima molekul ne ostaje kao celina, nego se rastavi na svoje sastavne delove, izvrši se njegova disocijacija. Čim su, dakle, veće amplitude oscilovanja, onda se ne može govoriti o harmonijskom oscilovanju molekula. To jasno pokazuje krivulja potencijalne energije molekula, koja važi uopšte za molekul (sl. 82-1). S druge strane, kod harmonijskog oscilatora je poznato da se sila restitucije povećava sa povećavanjem rastojanja od ravnotežnog položaja. Idealizirano uzeto, harmonijski oscilator se ne može razbiti, niti prestati da postoji usled povećavanja udaljenja od ravnotežnog položaja.

Sve to potvrđuje pravilnost shvatanja da molekul uopšte ne može imati adekvatan prikaz u harmonijskom oscilatoru, jer molekul osciluje uz složenije uslove i pravilnosti. Međutim, u blizini ravnotežnog stanja, gde je energija



Sl. 82-1

minimalna, videli smo da se potencijalna krivulja bez velikih grubosti ipak može aproksimirati običnom parabolom, kao na sl. 82-1. Ako se koeficijent restitucije označi sa κ , a koordinatni sistem za tu parabolu uzme sa početkom u O, jednačina te parabole glasiće

$$U(r - r_0) = \kappa(r - r_0)^2. \quad (82,1)$$

Ovo je poznat izraz za potencijalnu energiju linearnog oscilatora, gde je $\kappa = \frac{k}{2}$,

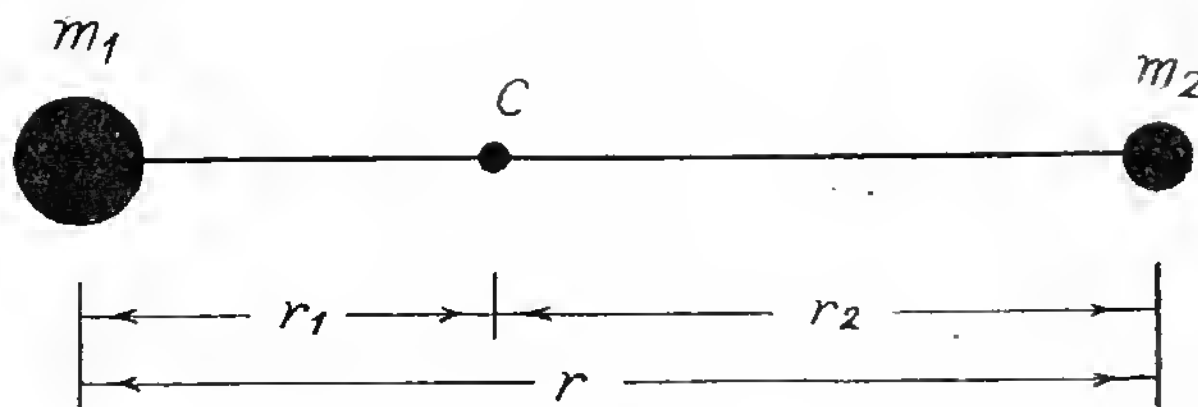
ako se želi identična forma, odnosno

$$U(r - r_0) = \frac{k(r - r_0)^2}{2}. \quad (82,2)$$

O neharmonijskim oscilacijama, koje inače bolje odgovaraju pravom oscilovanju molekula, ovde nećemo iznositi matematička prikazivanja. Ali, kao što se vidi, mala pomeranja do ravnotežnog položaja oscilovanja dvoatomskog molekula mogu se prikazati pomoću običnog harmonijskog oscilatora.

Prikažimo taj molekul kao sistem od dva atoma mase m_1 i m_2 na međusobnom rastojanju r (sl. 82-2). Neka je težište molekula u C na rastojanju r_1 od jednog, a r_2 od drugog atoma. Očigledno je

$$r_1 + r_2 = r.$$



Sl. 82-2

Oscilovanjem se menja njihovo rastojanje, odnosno i r_1 i r_2 . Sila restitucije je, kao što je poznato, prema navedenom

$$F = -k(r - r_0). \quad (82,3)$$

Težište se pri oscilovanju ne kreće, pa je

$$m_1 r_1 = m_2 r_2. \quad (82,4)$$

Ova sila se može uzeti i kao

$$F = m_1 a_1 = m_2 a_2, \quad (82,5)$$

gde su a_1 i a_2 odgovarajuća ubrzanja čestica, koja su promenljiva jer zavise od r .

Kako je ubrzanje drugi izvod vektora položaja po vremenu, biće

$$F = m_1 \frac{d^2 r_1}{dt^2} = m_2 \frac{d^2 r_2}{dt^2} = -k(r - r_0). \quad (82,6)$$

Odavde je

$$\frac{d^2 r_1}{dt^2} = -\frac{k}{m_1}(r - r_0), \quad \frac{d^2 r_2}{dt^2} = -\frac{k}{m_2}(r - r_0),$$

ili

$$\frac{d^2 r}{dt^2} = -\left(\frac{1}{m_1} + \frac{1}{m_2}\right) \cdot k(r - r_0). \quad (82,7)$$

Poznato je da je za linearni oscilator izraz za ubrzanje uz druge oznake

$$\frac{d^2 x}{dt^2} = -\omega^2 x, \quad (82,8)$$

gde je

$$\omega^2 = \frac{k}{m}.$$

Upoređenje daje

$$\frac{1}{m} = \frac{1}{m_1} + \frac{1}{m_2}, \quad (82,9)$$

ili

$$m = \frac{m_1 m_2}{m_1 + m_2} = \frac{m_1}{1 + \frac{m_1}{m_2}} = \frac{m_2}{1 + \frac{m_2}{m_1}}, \quad (82,10)$$

a to je poznati izraz za redukovanu masu, koja je manja i od manje mase.

Dakle, redukovana masa dvoatomskog molekula manja je od mase lakšeg atoma toga molekula.

Ako je jedan atom vodonikov, onda je redukovana masa dvoatomskih molekula sa H manja od $1,67 \cdot 10^{-24}$ grama. Na primer, redukovana masa molekula vodonika H_2 iznosi

$$m_{H_2} = \frac{m_H}{2}, \quad (82,11)$$

a redukovana masa HCl:

$$m_{HCl} = \frac{m_H}{1 + \frac{m_H}{m_{Cl}}} = \frac{m_H}{1 + \frac{1}{35,5} M_H} \approx 0,97 m_H. \quad (82,12)$$

Frekvencije oscilovanja molekula nalaze se u infracrvenoj oblasti, tj. na stotine i hiljade s^{-1} , ili $3 \cdot 10^{12} - 3 \cdot 10^{14}$ Hz.

Ako se uzme neka proizvoljna vrednost, procenjena kao srednja, recimo $3 \cdot 10^{13}$ Hz, onda se odmah može izračunati i koeficijent restitucije k , odnosno, ako je $m \approx m_H$:

$$k = 4 \pi^2 \nu^2 m \approx \frac{Nt}{cm}. \quad (82,13)$$

Prema kvantnoj teoriji mogu se odrediti i nivoi totalne energije takvog oscilatora prema relaciji

$$E_n = \left(n + \frac{1}{2} \right) \hbar \omega, \quad (82,14)$$

gde kvantni broj $n = 0, 1, 2, \dots$ odgovara raznim nivoima energije oscilovanja.

Poznato je da se svetlost emituje i apsorbuje u kvantima prelazom sa jednog energetskog nivoa na susedni, tj. sa nivoa na nivo čiji se kvantni brojevi razlikuju za jedinicu. Većem koeficijentu restitucije odgovara veća frekvencija, a većoj redukovanoj masi manja frekvencija pri konstantnoj drugoj od tih veličina, i obrnuto.

§ 83. Rotiranje dvoatomskih molekula

Ako se zanemari oscilatorno kretanje, dvoatomski molekul može vršiti rotaciono kretanje kao kruto telo. Onda se pretpostavlja da su atomi u molekulu na konstantnom međusobnom rastojanju. Označimo opet rastojanje jednog atoma od težišta sa r_1 , a drugog sa r_2 . Takav molekul može rotirati oko ose, koja prolazi

kroz težište. Poznato je da se takav sistem naziva *rotator* (§ 28). Rotator ima samo kinetičku energiju, koja iznosi

$$E_k = \frac{I\omega^2}{2},$$

gde je I moment inercije molekula u odnosu na težišnu osu, ili

$$I = m_1 r_1^2 + m_2 r_2^2.$$

No, kako je $m_1 r_1 = m_2 r_2$, biće

$$I = \frac{m_1 m_2}{m_1 + m_2} (r_1 + r_2)^2, \quad (83,1)$$

ili

$$I = m (r_1 + r_2)^2, \quad (83,2)$$

gde je m redukovana masa molekula (rotatora). Numerička vrednost momenta inercije molekula iznosi otprilike

$$I \approx 10^{-24} \text{ g} \cdot 10^{-16} \text{ cm}^2 \approx 10^{-40} \text{ g cm}^2.$$

Kvantna teorija pretpostavlja da se moment količine kretanja p_φ kvantuje. Pokazali smo (§ 28) da se ta veličina kvantuje na sledeći način:

$$p_\varphi = I\omega = \hbar \sqrt{l(l+1)}, \quad (83,3)$$

za razliku od prvobitne kvantne teorije, prema kojoj je $I\omega = n\hbar$.

Kvantovanje kinetičke energije dvoatomskog molekula koji rotira najlakše se vrši prema relaciji

$$E_k = \frac{I\omega^2}{2} = \frac{(I\omega)^2}{2I}. \quad (83,4)$$

Obično se kao kvantni broj pri rotiranju uzima tzv. rotacioni broj $J=0, 1, 2, 3, \dots$, pa je

$$E_J = \frac{\hbar^2}{2I} J(J+1). \quad (83,5)$$

Inače, sporadni (bočni) kvantni broj l ima ovde iste vrednosti kao j , a uveden je prvobitno za moment količine kretanja elektrona u atomu.

Ugaona frekvencija rotacije onda iznosi

$$\omega = \frac{\hbar}{I} \sqrt{J(J+1)}. \quad (83,6)$$

Ovaj rezultat pokazuje da se kod dvoatomskog molekula koji rotira, odnosno kod rotatora uopšte, kvantuje i sama frekvencija, za razliku od shvatanja u klasičnoj fizici, prema kojem frekvencija rotacije molekula može biti proizvoljno velika, jer se povećava sa temperaturom sredine.

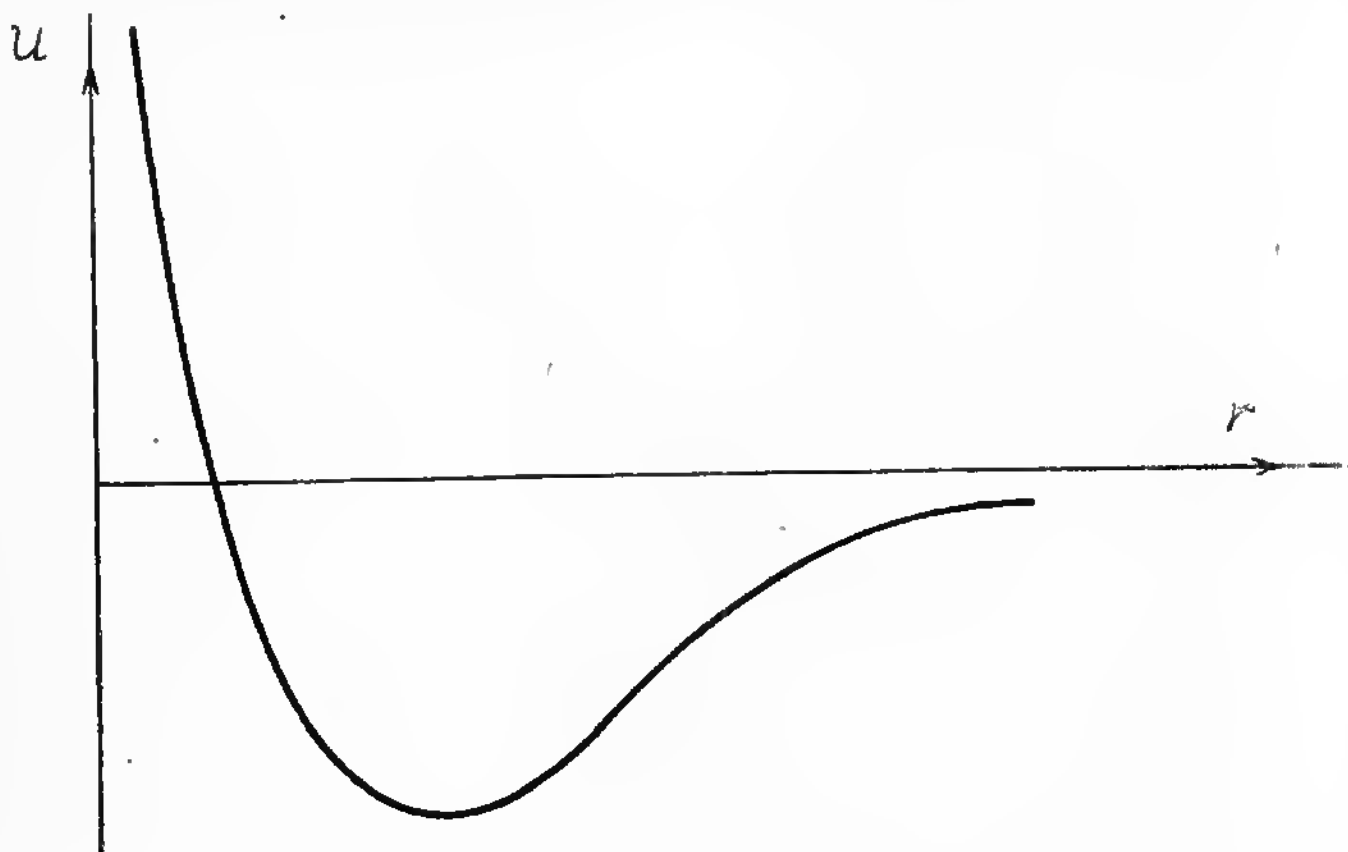
Kod rotatora se kvantuje frekvencija, dok se kod harmonijskog oscilatora frekvencija ne kvantuje. Kod njega se kvantuje rastojanje od ravnotežnog položaja, odnosno amplituda.

Lako je odrediti frekvenciju koja odgovara emitovanoj ili apsorbovanoj energiji. Ona je jednaka količniku razlike energije dvaju susednih kvantnih stanja i Planckove konstante, pa se očigledno razlikuje od sopstvene frekvencije rotacije.

§ 84. Privlačne sile među molekulima (Van der Waalsove sile)

Postoje supstancije koje su sastavljene od molekula sa kovalentnim (nepolarnim) vezama među atomima. Osim toga, u mnogim, naročito organskim supstancijama molekuli nisu joni nego su svaki za sebe električki neutralni. Iskustvo pokazuje da i među takvim molekulima pored odbojnih postoje privlačne sile. One su, doduše, malog dometa, ali svakako postoje. Takve sile kojima se molekuli međusobno privlače i odbijaju nazivaju se *Van der Waalsove sile*. Takve sile postoje i u čvrstim i u tečnim supstancijama, što znači da i u tečnom stanju supstancije njeni molekuli, iako na većim rastojanjima, djeluju međusobno takvim naročitim silama.

Kao i za privlačenje dvaju atoma, opravdano je pretpostaviti da i za privlačenje između dvaju molekula postoji mogućnost prikazivanja potencijalne energije pomoću poznate potencijalne krivulje (sl. 84-1). Minimalna vrednost potencijalne energije sistema od dva molekula koji se međusobno privlače predstavljala bi u stvari energiju potrebnu za isparavanje, a ona je jednaka toploti isparavanja. Odgovarajuće rastojanje je na apsolutnoj nuli.



Sl. 84-1

Kada takve sile ne bi postojale, molekuli bi se raštrkali pri posedovanju energije isparavanja, ali te sile znatno otežavaju taj proces.

Danas se smatra da su Van der Waalsove privlačne sile električne prirode, i to sile između električnih dipola, koji predstavljaju pojedine molekule. Odbojne Van der Waalsove sile djeluju na vrlo malim rastojanjima među molekulima, dok privlačne djeluju na većim rastojanjima. Odbojne sile sprečavaju suviše međusobno približavanje molekula. Odbijanje nastaje kada se atom približi zasićenom molekulu. To bi verovatno danas bilo najprihvatljivije objašnjenje.

Sada ćemo tretirati uzajamno dejstvo dvaju dipolnih molekula. Ukupna negativna i pozitivna naelektrisanja molekula međusobno su jednaka i uravnotežavaju se, ali težišta skupa $+$ i $-$ čestica nalaze se na različitim mestima, pa se tako formira dipol. Ovde nije važno koliki je broj elektrona, odnosno protona

u jezgrima, jer se radi o uopštenom posmatranju. Težište jezgra se uglavnom ne poklapa sa težištem svih elektrona.

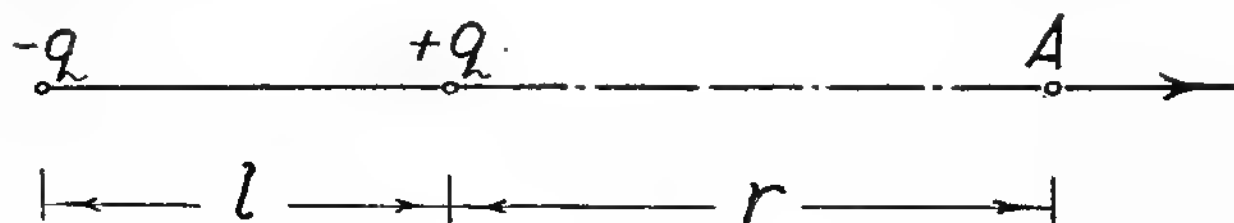
Posmatrajući dipolne molekule shematski, može se uzeti više položaja u kojima je očigledno uzajamno dejstvo. Dva zgodna međusobna položaja dvaju dipola prikazana su na sl. 84-2. Prvi položaj je kada su dipoli stali jedan drugom u „polutiljak“, a drugi kada su u neku ruku antiparalelni u idealiziranom slučaju.



Sl. 84-2

Ovakvi slučajevi nisu samo teorijske prirode da bi olakšali izračunavanja, nego se mogu i praktično ostvariti, i to pri niskim temperaturama.

Izračunajmo jačinu električnog polja dipola u pravcu dipola, recimo u tački A (sl. 84-3).



Sl. 84-3

To polje iznosi [videti II knjigu, § 11; (11,5)]:

$$E = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \cdot \frac{2}{r^2} - \frac{2}{4\pi\epsilon_0} \cdot \frac{2}{(r+l)^2},$$

ili u elektrostatičkom CGS-sistemu:

$$E = \frac{q}{r^2} - \frac{q}{(r+l)^2}.$$

Uzmimo slučajeve da je $r \gg l$ tako da se l^2 može zanemariti u odnosu na r , a i samo l u pogodnim izrazima.

Onda je jačina polja dipola

$$E \approx \frac{2qlr}{r^2(r+l)^2} \approx \frac{2M_e r}{r^2(r+l)^2} \approx \frac{2M_e}{r^3} = \frac{2p}{r^3},$$

gde je $M_e = p = ql$ električni moment dipola.

Energija dipola u polju (makar i drugog dipola) ima srednju vrednost

$$U = \frac{0 - pE}{2} = -\frac{pE}{2}. \quad (84,1)$$

Dakle, energija uzajamnog dejstva dvaju molekula, predstavljenih dipolima, obrnuto je proporcionalna šestom stepenu njihovog međusobnog rastojanja. Doduše, naše računanje se odnosilo na orijentacionu interakciju, ali se

ono može slobodno uopštiti za interakciju u celini, jer je i polarizibilnost indukcionog karaktera.

Negativan znak u izrazu za energiju uzajamnog dejstva pokazuje da se radi o međusobnom privlačenju molekula.

Ovaj izraz daje dobre podatke i o odgovarajućim silama. Kako je sila izvod ove energije po koordinati, uzet sa obrnutim znakom, onda je jasno da je sila uzajamnog dejstva molekula obrnuto proporcionalna sedmomo stepenu rastojanja među njima. I taj visoki stepen dosta pokazuje u tretiranju prirode Van der Waalsovih sila.

U slučaju molekula na koje je teško primeniti shvatanje da postoje dipoli primenjuje se kvantna teorija. Ali i u takvom postupku uzimaju se u pomoć harmonijski oscilatori kao predstavnici elektrona u pojedinim atomima. Na taj način je srednja vrednost dipolnog momenta jednaka nuli, ali trenutne vrednosti nisu jednake nuli. Krajnji rezultat je u suštini sasvim sličan rezultatu za uzajamno dejstvo dipolnih momenata, tj. da su sile uzajamnog dejstva molekula obrnuto proporcionalne sedmom stepenu njihovog međusobnog rastojanja.

Uzimanjem numeričkih vrednosti za dipolne momente, polarizibilnost i određena rastojanja, dolazi se do zaključka da je energija međusobnog dejstva molekula manja od energije hemijske veze. Ona iznosi desete delove $\frac{\text{kcal}}{\text{mol}}$ do jedne

$\frac{\text{kcal}}{\text{mol}}$, dok energija hemijske veze, kao što smo videli, iznosi više desetina i preko stotine $\frac{\text{kcal}}{\text{mol}}$.

Zbog vrlo brzog opadanja međumolekularnih sila sa rastojanjem, one se mogu praktično računati da postoje na rastojanju od nekoliko angstrema (do 4 ili 5 Å).

MOLEKULSKI SPEKTRI

Molekuli imaju znatno složeniju elektronsku strukturu nego što je to bio slučaj kod atoma. U prethodnim odeljcima (§§ 82, 83) pokazano je da molekuli mogu vršiti rotiranje i oscilovanje. Oba ova kretanja se takode kvantuju, pa se složenoj kvantnoj strukturi elektronskog omotača pridružuje i kvantna struktura rotacije i oscilacije molekula. Jasno je onda da će spektri molekula imati mnogo veće bogatstvo linija, a i veću složenost energetskih nivoa.

Iako je molekulska spektroskopija kompleksna, ipak u nekim slučajevima molekulski spektri imaju izraziti uticaj pojedinih karakteristika. Tako kod nekih molekula dolazi do izražaja rotiranje molekula, dok su druge pojave potisnute. Spektri ove vrste se onda nazivaju rotacioni spektri. Kod tzv. rotaciono-vibracionih spektara dolaze do izražaja istovremeno i rotacija i oscilacija molekula. Spektri koji potiču od prelaska elektrona uz uticaj rotacije i vibracije imaju složenu trakastu strukturu linija, pa se nazivaju elektronski trakasti spektri. Kada molekuli nekog tela odbijaju svetlost, oni odbijenoj svetlosti daju izvesne svoje karakteristike. Odbijena svetlost se onda razlikuje od one svetlosti koja pada na telo i njena spektralna analiza služi za razne analize strukture molekula. Ovo je tzv. kombinaciono rasipanje svetlosti, koje se nekad naziva Ramanov spektar odnosno Ramanov efekt. U poslednje vreme se u velikoj meri razvila mikrotalasna spektroskopija, koja obuhvata razne efekte dejstva mikrotalasa na molekule pomoću kojih se takode proučava struktura molekula.

§ 85. Rotacioni spektri

Prema jednačini (83,5) kvantovana energija rotiranja dvoatomskog molekula data je sa

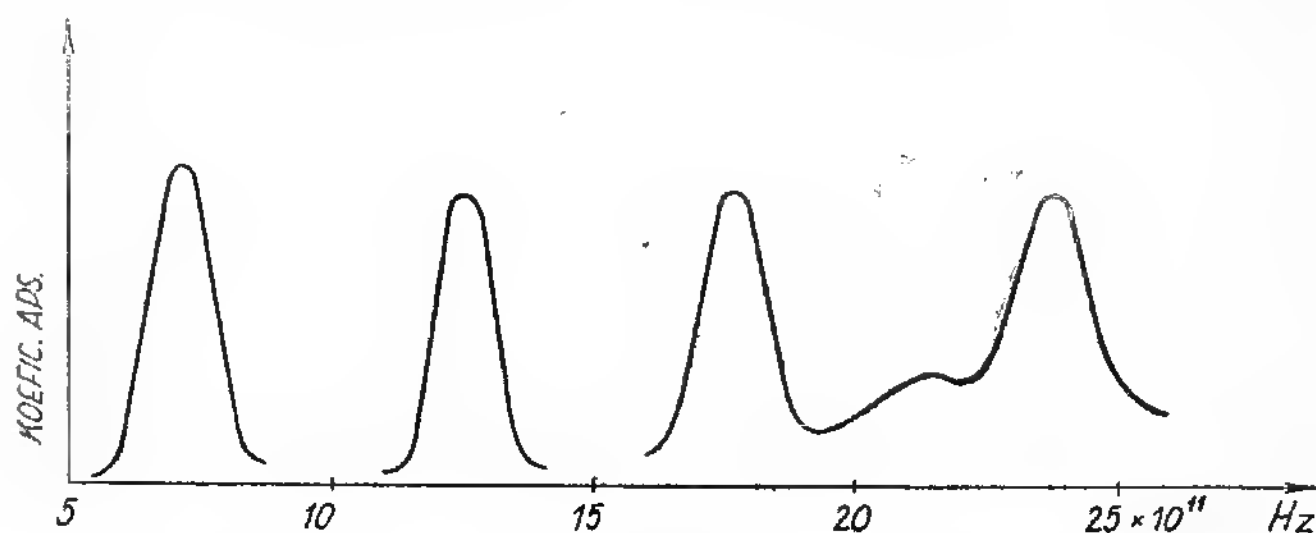
$$E = \frac{\hbar}{2I} J(J+1), \quad (85,1)$$

gde je $J = 0, 1, 2, 3, \dots$ kvantni broj ugaonog momenta (rotacioni kvantni broj). Prema principima kvantne mehanike J može da se menja samo za jedinicu odnosno $J = \pm 1$, a promena se može izvršiti samo ako se menja električni dipolni moment molekula. Ovakva promena se, prema tome, može vršiti kod molekula koji imaju značajan električni dipolni moment, kao što je slučaj, recimo, kod HCl. Tada spektar može biti čisto rotacioni. Ako se pak radi o simetričnim molekulima koji nemaju električni dipolni moment, ne mogu se emitovati čisti rotacioni spektri.

Posmatrajmo sada čiste rotacione spektre čija emisija nastaje samo promenom kvantovane energije prema obrascima (31,1) i (84,1) iz kojih se jednostavno određuju frekvencije emitovanih linija na sledeći način:

$$\nu = \frac{E_J - E_{J-1}}{h} = \frac{\hbar}{4\pi I} [J(J+1) - J(J-1)] = \frac{\hbar}{2\pi I} J. \quad (85,2)$$

Red veličine ovako izračunatih frekvencija je $10^9 - 10^{11}$ Hz, što znači da emitovane linije leže u dalekom infracrvenom području. Zbog velikih talasnih dužina dobivanje ovih spektara pomoću spektrografa veoma je otežano, pa se u poslednje vreme ispituju mikrotalasima, o čemu će biti reči kasnije. Ovakav rotacioni apsorpcioni spektar molekula HCl dat je na sl. 85-1. Po apscisnoj osi su nanete frek-



Sl. 85-1

vencije, a po ordinatnoj koeficijent apsorpcije. Vidi se da su linije raspoređene na približno istom rastojanju, koje prema datom obrascu (84,2) iznosi

$$\Delta\nu = \frac{h}{2\pi I}, \quad (85,3)$$

jer se J menja uvek za 1. Za molekul HCl dobiva se vrednost $\Delta\nu = 6 \cdot 10^{11}$ Hz. Odavde se sada lako izračunava moment inercije molekula u odnosu na težišnu osu $I_{\text{HCl}} = 2,75 \cdot 10^{-40} \text{ gcm}^2$ i rastojanje među H^+ i Cl^- u molekulu $r \approx 1,29 \cdot 10^{-8} \text{ cm}$.

§ 86. Rotaciono-vibracioni spektri

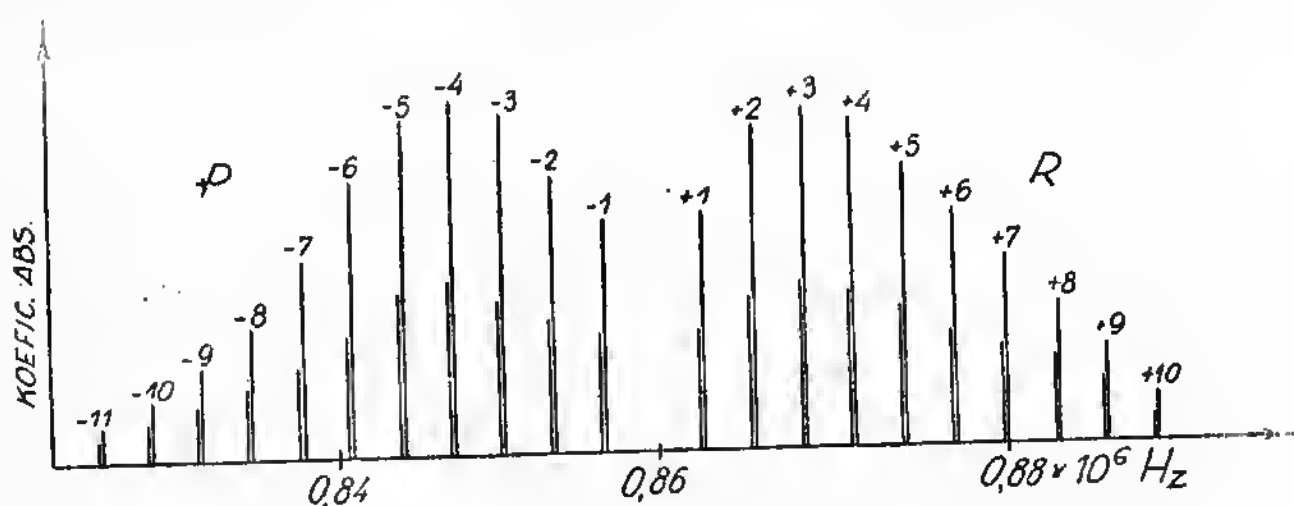
Prilikom radijacije molekuli mogu da emituju kombinovano i energiju rotiranja i energiju oscilovanja. Naravno, pri tom se javljaju složene okolnosti jer, na prvom mestu, oscilovanje atoma u molekulu menja moment inercije molekula, a zatim promenom ugaone brzine rotacije menja se centrifugalna sila, a sa njom i rastojanje među atomima. Krivulja potencijala na sl. 82-1 je nesimetrična.

Izraz za energiju rotacije dat je u prethodnom paragrafu (85). Energija oscilacije za dvoatomni molekul data je izrazom (82,14). Ukupna energija rotacije i oscilacije molekula bila bi predstavljena jednostavno zbirom kad ne bi postojali pomenuti međusobni uticaji odnosno složnije okolnosti. Zato se ukupna energija rotacije i oscilacije predstavlja redom

$$E_{r,v} = \hbar\omega \left(n + \frac{1}{2} \right) + \frac{\hbar}{2I} (J+1)J - f_r \left(n + \frac{1}{2} \right)^2 - f_v (J+1)^2 J^2 + \dots, \quad (86,1)$$

gde prvi član na desnoj strani predstavlja energiju vibracije kad se zanemari energija rotacije, a drugi član, ohratno, energiju rotacije kad se zanemari energija vibracije. Dalji članovi reda su korekcionni članovi, u kojima f_r predstavlja funkciju rotacionih veličina, a f_v — funkciju vibracionih veličina. Korekcionni članovi su obično mali, pa se u prvoj aproksimaciji mogu zanemariti.

Selekciona pravila kvantne mehanike predviđaju u ovakvom slučaju da se kvantni broj rotacije može promeniti samo za jedinicu, tj. $\Delta J = \pm 1$. Za sinusnu oscilaciju takođe bi važilo $\Delta n = \pm 1$, ali, kao što je rečeno u § 82, sinusne oscilacije mogu se vršiti samo u blizini ravnotežnog stanja. Pri većim amplitudama vrše se složene oscilacije, pa kod ovakvih oscilacija kvantni broj može da se menja i za ceo broj veći od jedinice, odnosno $n = \pm 1, \pm 2, \dots$. Pošto su amplitude oscilacije obično veće od onih koje se mogu javiti kao proste harmonijske, onda u spektru preovlađuje $n = \pm 2, \pm 3, \dots$. U mnoštvu molekula može se uzeti da svi molekuli vrše isti prelaz oscilatorne energije, a razne moguće prelaze rotacione energije. Pošto je prelaz sa $\Delta J = 0$ zabranjen, onda za odgovarajuću frekvenciju ν_n nema ni jedne linije. Ka većim frekvencijama se onda obrazuju linije kod kojih se ΔJ



Sl. 86-1

povećava uvek za $+1$. Ova grupa linija nalazi se na podjednakom rastojanju i predstavlja tzv. R-granu. Na suprotnoj strani se redaju linije kod kojih se J menja za -1 . To je tzv. P-grana. Na slici 86-1 predstavljen je deo apsorpcionog spektra molekula HCl u blizini frekvencije od $0,86 \cdot 10^6$ Hz. Ovoj frekvenciji odgovara oko $35\,000 \text{ \AA}$. Linije u spektru su dubleti usled toga što prirodni Cl sadrži dva

izotopa Cl^{35} i Cl^{37} , čija zastupljenost stoji u približnom odnosu 3 : 1, pa zato i intenziteti linija u dubletu stoje u ovom odnosu. Razlika frekvencija odnosno talasnih dužina u dubletu potiče, kao što je rečeno, od razlike masa pomenutih izotopa. U (82,12) izračunata je redukovana masa prosečnog molekula HCl u prirodnoj smeši. Ako se na sličan način izračunaju redukovane mase pojedinih izotopa, dobivaju se vrednosti

$$\left. \begin{aligned} M_1 &= 0,973 M_{\text{H}} && \text{za } \text{HCl}^{35} \\ M_2 &= 0,974 M_{\text{H}} && \text{za } \text{HCl}^{37} \end{aligned} \right\} \quad (86,2)$$

Prema relacijama koje važe za rotaciju molekula odnos frekvencija za ova dva izotopa je

$$\frac{\nu_2}{\nu_1} = \left(\frac{M_1}{M_2} \right)^{\frac{1}{2}}, \quad (86,3)$$

a odavde je razlika u talasnim dužinama

$$\Delta\lambda = \left(\sqrt{\frac{M_2}{M_1}} - 1 \right) \lambda = 27 \text{ \AA}. \quad (86,4)$$

Vidi se da je ova razlika vrlo mala i iznosi približno 1/1 000 od vrednosti talasne dužine, pa je razdvajanje ovih dubleta u eksperimentalnoj tehnici teško.

Relativni intenzitet pojedinih linija u spektru zavisi od statističke raspodele odgovarajućih kvantnih brojeva J , a statistička raspodela, pak, dalje zavisi od temperature. Ako se uzme u obzir Boltzmannov faktor $e^{-\frac{E_r}{kT}}$ za distribuciju energetskih rotacionih stanja molekula i ako se sa J_{max} označi kvantni broj koji ima najveću statističku težinu, onda se dobiva relacija

$$J_{\text{max}} = \sqrt{\frac{IkT}{\hbar^2} - \frac{1}{2}}. \quad (86,5)$$

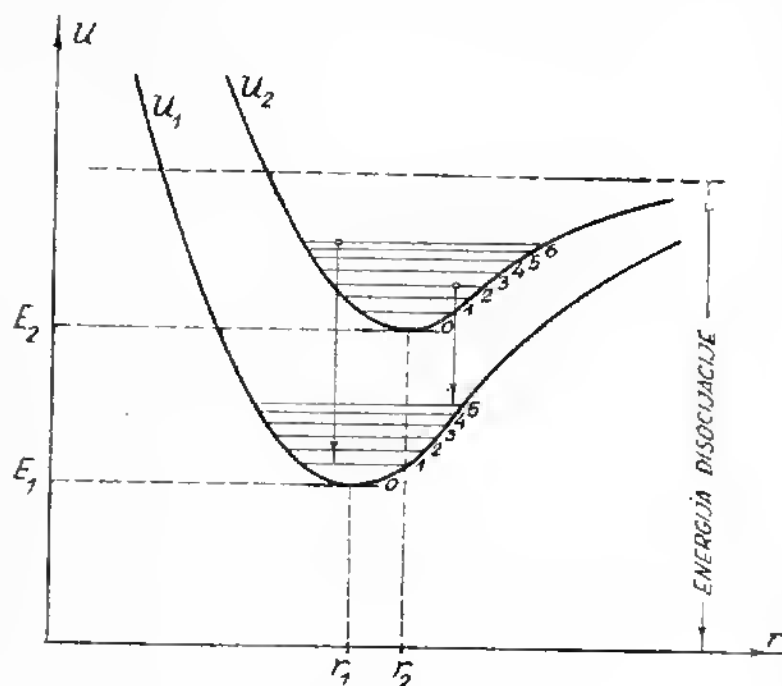
Kad se uzme vrednost I za molekul HCl i sobna temperatura $T = 300^\circ\text{K}$, dobiva se vrednost za $J_{\text{max}} = 3$. Pri većim temperaturama se maksimum intenziteta linija pomera ka većim brojevima J . Spektar na sl. 86-1 snimljen je pri sobnoj temperaturi, pa na njemu i odgovara maksimum za obe grane kod broja 3. Pri nižim temperaturama intenzitet P -grane je nešto niži od R -grane, dok se na višim temperaturama ovi intenziteti izjednačuju.

§ 87. Elektronski trakasti spektar

U prethodnim dvema vrstama spektra posmatrali smo u molekulu kvantovanu energiju rotiranja i oscilovanja i linije koje nastaju prelazom među odgovarajućim energetskim nivoima. Ova energija se odnosila uglavnom na međusobnu energiju jezgra atoma iz kojih je molekul sačinjen. Međutim, i sami elektroni u molekulu imaju svoja kvantna stanja slična onima koja su posmatrana ranije kod atoma, mada su u molekulima ova kvantna stanja elektrona znatno složenija.

Prema tome, emisija radijacije molekula sastoji se od tri komponente: promena energije rotiranja, promena energije oscilovanja i promena energije elektrona. Kad u emisiji svetlosti učestuju sve tri vrste promene energije, onda se dobivaju veoma složeni spektri sa vrlo velikim brojem linija. Takvi spektri na prvi pogled izgledaju kao kontinualni spektri sa izvesnim trakama. Pri velikoj moći razlaganja spektrografa može se ustanoviti da se ovi spektri sastoje od mnoštva linija čija

se gustina periodično povećava. Idući duž spektra gustina linija se postupno povećava do maksimuma, a zatim naglo prelazi u veću razredenost. Kako se ovakav raspored ponavlja, dobiva se utisak većeg broja traka (pruga), pa odatle i potiče naziv



Sl. 87-1

ovih spektara. Ponavljanje odnosno položaj traka diktira kvantna promena energije oscilovanja molekula.

Da bismo mogli prikazati ovako složene promene, poči ćemo od krivulje na sl. 82-1, koja predstavlja potencijal dvoatomnog molekula kao oscilatora u funkciji rastojanja r među atomima. Za dva rastojanja, r_1 i r_2 , koja odgovaraju kvantnoj strukturi energije prikazane su na sl. 87-1 dve potencijalne krivulje, U_1 i U_2 . Neka za ta rastojanja osnovne energije iznose E_1 i E_2 . U svakom od ova dva stanja molekul ima energetske nivoe shodno kvantnim brojevima oscilacije n_1 i n_2 respektivno. Ovi nivoui su označeni horizontalnim linijama

sa oznakama kvantnih brojeva n . Emisija fotona vrši se pri prelazu elektrona sa jednog od gornjih na jedan od donjih nivoua. Energija emitovanog fotona će tada biti data sa

$$h\nu = E_2 - E_1 + h\nu_2 \left(n_2 + \frac{1}{2} \right) - h\nu_1 \left(n_1 + \frac{1}{2} \right). \quad (87,1)$$

Ovakvih kombinacija može biti mnogo jer i n_1 i n_2 mogu imati više vrednosti. Medutim, svi mogući prelazi nemaju istu verovatnoću.

Verovatnoća ovih prelaza ceni se prema Franck-Condonovom principu na sledeći način. Pri oscilaciji molekula rastojanje među atomima odnosno među jezgrima osciluje između dve ekstremne vrednosti, r_{\max} i r_{\min} . Brzina kretanja oscilatora je najmanja u ekstremnim vrednostima. Prema tome, molekul probavi mnogo više vremena u ekstremnim položajima nego u blizini ravnotežnog položaja, gde je brzina najveća. Prema tome, verovatnoća prelaska elektrona veća je u ekstremnim položajima odnosno prema zakonima kvantne mehanike $\psi\psi^*$ ima maksimume za r_{\max} i r_{\min} . Interval vremena u kojem se vrši prelaz elektrona beznačajan je u odnosu na period oscilacije molekula. Prema tome, u trenutku prelaza i gornje i donje stanje molekula nalazi se u istoj fazi oscilovanja odnosno rastojanje r među jezgrima isto je za vreme prelaza. Prema ovim okolnostima najverovatniji prelazi odgovaraju r_{\max} , od kojih je jedan prikazan na slici, sa kvantnim brojevima $n_2 = 2$ i $n_1 = 5$ (desna vertikalna strelica). Medutim, analiza veličine $\psi\psi^*$ pokazuje i dalju okolnost da verovatnoća prelaska zavisi i od razlika energija. Veću verovatnoću može imati prelaz elektrona i onda ako položaj jezgara nije u ekstremumu ako je u tom položaju veća razlika nivoua. Jedan primer takvog prelaza prikazan je levom vertikalnom strelicom na slici za kvantne brojeve $n_2 = 6$ i $n_1 = 0$.

Ako se u molekulu nalaze razni izotopi, onda će redukovana masa dvoatomskih molekula biti različita za različite izotope. Prema izrazu (86,3) frekvencije emitovanih fotona zavise od redukovanih masa. Usled toga će frekvencije ν_1 i ν_2 u izrazu (87-1), a sa njima i ν , zavisiti u maloj meri od svakog izotopa koji se nalazi u molekulu. Znači da svaki izotop u molekulu daje svoje linije u spektru.

Određivanjem intenziteta linije može se odrediti i procent izotopa u smeši. Analiza molekularnih spektara može, prema tome, da služi i za ispitivanje izotopa. Interesantno je napomenuti da su izotopi kiseonika O^{17} i O^{18} najpre na ovaj način otkriveni. Poznato je da je u prirodnoj smeši atoma kiseonika izotop O^{17} zastupljen sa samo 0,039%, a O^{18} sa 0,2% u odnosu na izotop O^{16} . I iz ovoga se opet dolazi do zaključka da su spektrografski metodi veoma osetljivi.

Kao što je u početku napomenuto, elektronski spektar molekula sadrži više traka, od kojih svaka sadrži mnoštvo linija. Ove osobine spektra se objašnjavaju na sledeći način. Maločas je napomenuto da različiti izotopi u molekulu daju različite linije. Pošto elementi imaju po više izotopa, onda je razumljivo da bogatstvo linija delom potiče i od ovog faktora. Međutim, glavni faktori koji uslovljavaju veoma veliki broj linija svakako su složene okolnosti pod kojima molekuli emituju svetlost. Emitovana energija fotona može se smatrati da se sastoji iz tri dela, tj.

$$h\nu = h\nu_e + h\nu_v + h\nu_r, \quad (87,2)$$

gde je $h\nu_e$ emitovana energija kretanja elektrona, $h\nu_v$ — energija oscilovanja i $h\nu_r$ — energija rotiranja jezgra u molekulu. Za jednu traku u spektru je $h\nu_e + h\nu_v$ konstantno, a linije unutar jedne trake potiču od promene $h\nu_r$. Kao što je izneto u § 85, rotacioni kvantni broj J može da se menja za ± 1 . Kod molekula koji imaju električni dipolni moment postoji mogućnost da kvantni broj pri prelazu ostane nepromenjen, a da se menja električni dipolni moment. Prema tome, može se smatrati da promena kvantnog broja J može da bude $\Delta J = 0, \pm 1$. Onda pri pre-

u postoje tri moguć-
i: $\Delta J = +1, \Delta J = 0$
— -1 . Na slici 87-2

ručnosti su pri-

rafikonom na

po apscisnoj

frekvencija

kvanta, a

Na grafikonu

laćene tri krive za

laćene tri moguć-

sti promene ΔJ . Kad

od se J promeni za 1,

dobiva se druga frek-

vencija odnosno druga

linija u spektru. Duž

tačkasto izvućene krive

$\Delta J = 0$ menja se elek-

trični dipolni moment

za 1. Krive su približno

parabole. Vidi se da u

temenima parabola do-

lazi do velikog zgušnja-

vanja linija, što predstavlja

granice među trakama. Spektralne linije koje potiču

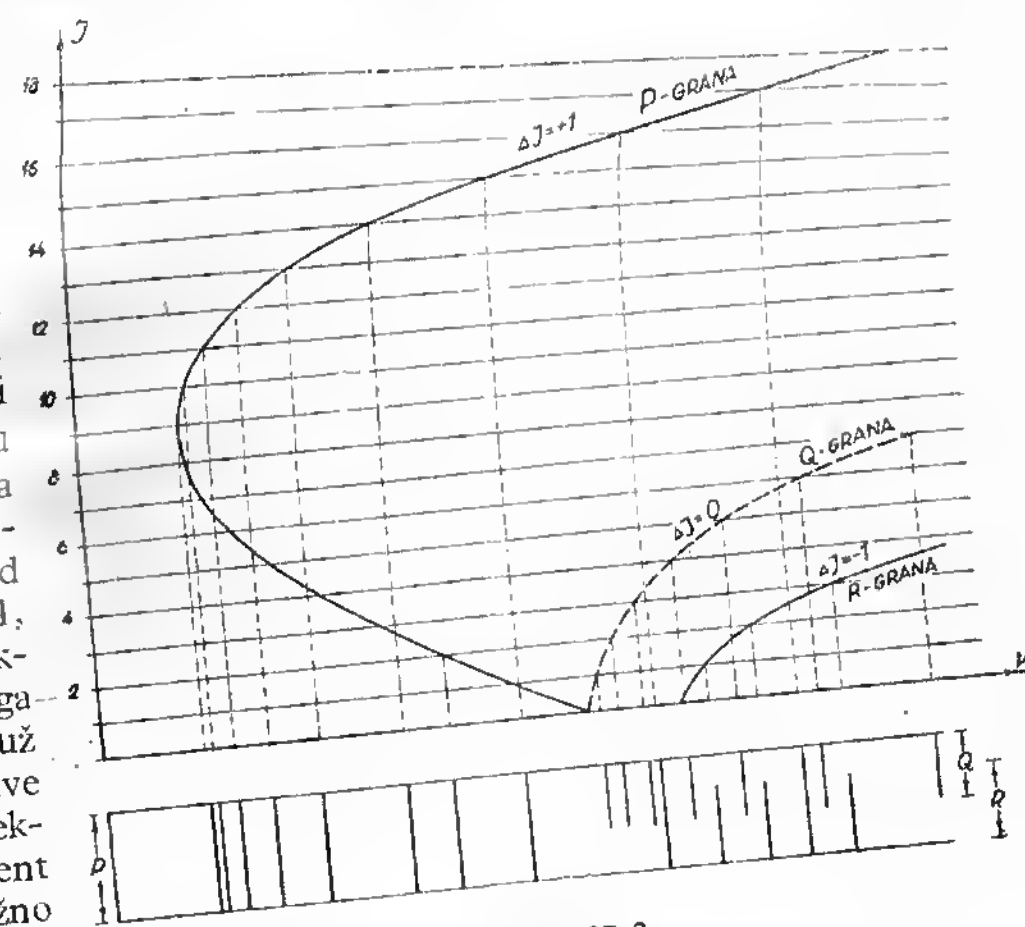
od tri grane, R, Q i P, superponiraju se, što takođe doprinosi složenosti

i mnoštvu linija u spektru.

Na slici 87-3 data je fotografija optičkog spektra AlH , na kojoj se vide

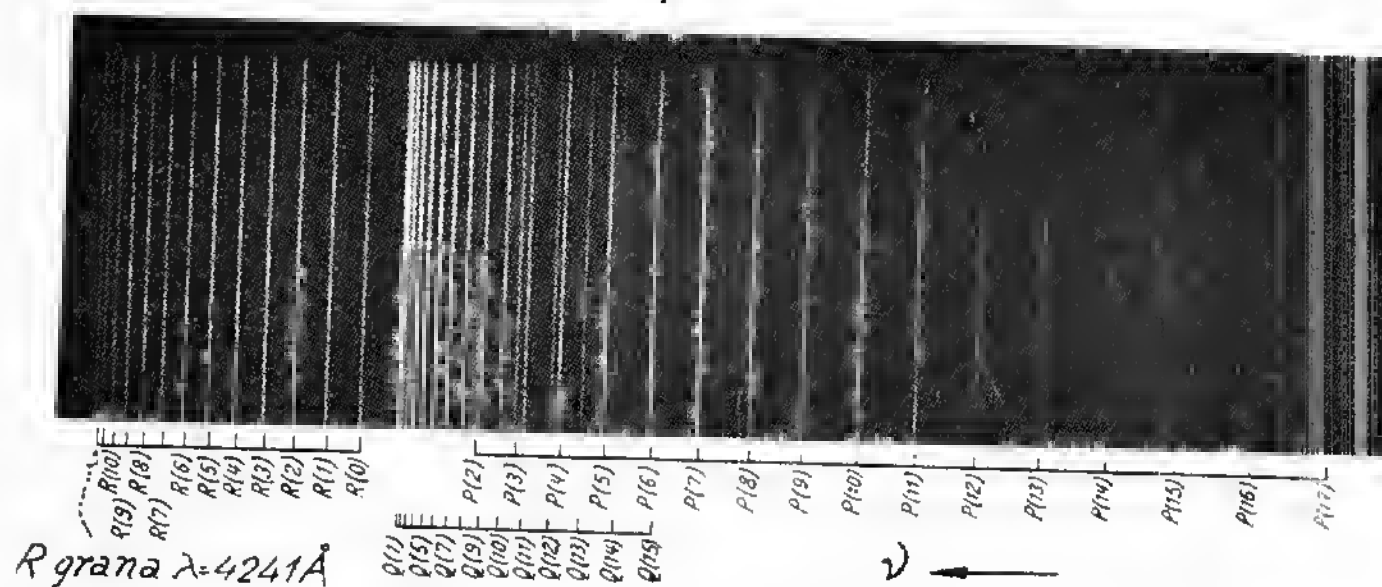
jasno ivice R i Q trake, a P-grana se superponira preko G-grane. Desna ivica

R-grane odgovara talasnoj dužini $\lambda = 4241 \text{ \AA}$, što znači da leži u području vid-



Sl. 87-2

ljive svetlosti. Može se uočiti da ivice trake leže na suprotnoj strani od slučaja na sl. 86-2. Isto tako, i preklapanje grana je drukčije. To dolazi otuda što je u prvom slučaju moment inercije molekula u gornjem energetsom nivou manji od onog u donjem. Međutim, u molekulu AlH, čiji je spektar prikazan na fotografiji, postoji obratan slučaj, tj. moment inercije gornjeg nivoa veći je od donjeg, pa je i raspored grana krivulja i njihova konveksnost drukčija. I ovo je jedan razlog za vrlo složene strukture molekulskih spektara.



Sl. 87-3

Najzad da ovde samo napomenemo da električni i magnetski momenta u molekulu takode imaju uticaja na strukturu spektra, pri čemu u većini dolaze do izražaja zakoni verovatnoće. Ovo je još jedan faktor koji doprinosi opštoj složenosti spektra molekula. O spinu, magnetskom i električnom momentu jezgra biće reči kasnije, a analiza molekularnih spektara na osnovu ovih okvira knjige.

§ 88. Kombinaciono rasipanje svetlosti

Analogno Comptonovom efektu zapažena je pojava promene talasne i vidljive svetlosti kada se njome obasja neka supstancija. Tu pojavu je prevideo Smekal (1923), a eksperimentalno otkrili Raman i Krieger (1928) na tečnosti, a nezavisno od njih Landzberg i Mandel'shtam (1928) na čvrstom telu (kristalima). Zato tu pojavu neki nazivaju Ramanovim efektom.

Međutim, ta pojava se u osnovi razlikuje od Comptonovog efekta. Svetlost koja nailazi na molekule izaziva takve promene da se pored glavne svetlosti emituje i svetlost manje i veće frekvencije. Pojavljuju se sateliti, koji nastaju iz supstancije na koju nailazi monohromatična svetlost koja nastaje kao na sl. 88-1, gde je sa a) prikazan spektar svetlosti koja nailazi na supstanciju, a sa b) spektar rasute svetlosti, i to za slučaj svetlosti iz živine lampe ($\lambda = 4358 \text{ \AA}$), koja nailazi na molekule benzola. U tom slučaju pojavile su se po četiri nove linije sa obe strane (prema ljubičastom i prema crvenom kraju) kao „sateliti” prvobitne linije.

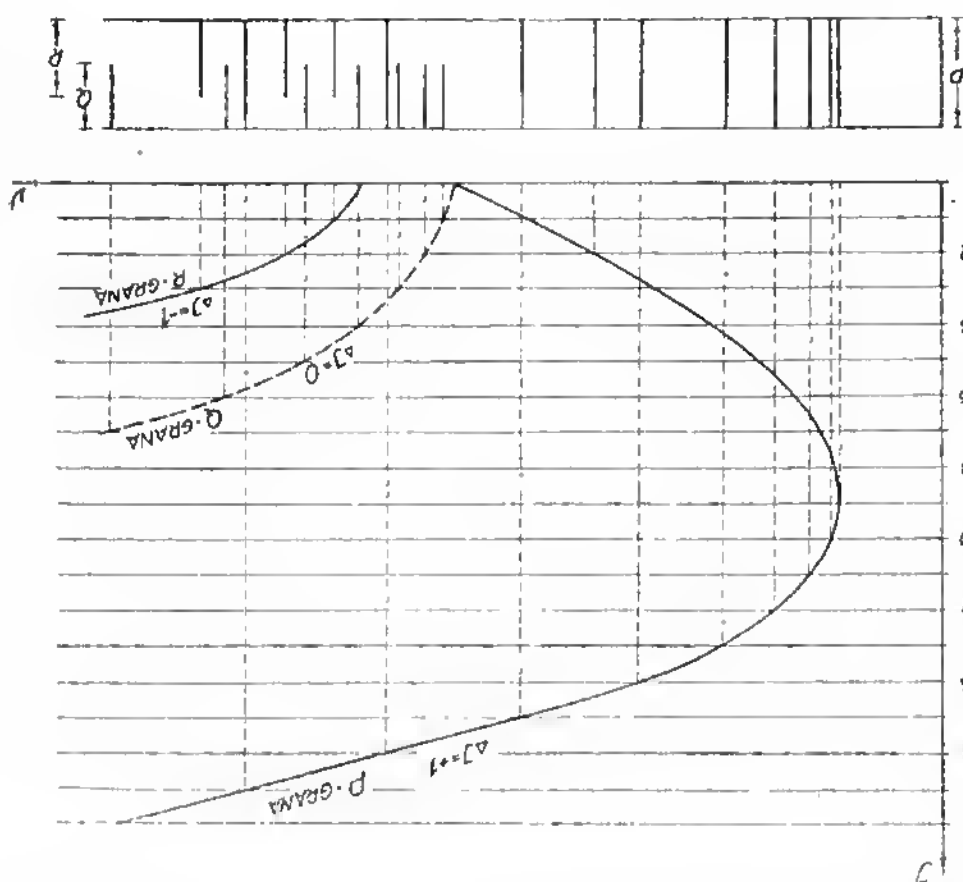
Prema tome, sateliti prate svaku liniju primarne svetlosti. Razlika među frekvencijom prvobitne linije ν_0 i linije svakog satelita povezana je sa svojstvima dotične supstancije. Ona je jednaka svojstvenim frekvencijama infracrvenih oscilacija molekula te supstancije. Označimo li te razlike frekvencije sa $\Delta\nu_1$, biće $\Delta\nu_1 = \nu_0 - \nu^{(1)}$, $\Delta\nu_2 = \nu_0 - \nu^{(2)}$, $\Delta\nu_3 = \nu_0 - \nu^{(3)}$, itd., gde su sa $\nu^{(1)}$, $\nu^{(2)}$ označene linije pojedinih satelita.

Određivanjem intenziteta linije može se odrediti i procent izotopa u smeši. Analiza molekularnih spektara može, prema tome, da služi i za ispitivanje izotopa. Interesantno je napomenuti da su izotopi kiseonika O^{17} i O^{18} najpre na ovaj način otkriveni. Poznato je da je u prirodnoj smeši atoma kiseonika izotop O^{17} zastupljen sa samo 0,039%, a O^{18} sa 0,2% u odnosu na izotop O^{16} . I iz ovoga se opet dolazi do zaključka da su spektrografske metode veoma osetljive.

Kao što je u početku napomenuto, elektronski spektar molekula sadrži više traka, od kojih svaka sadrži mnoštvo linija. Ove osobine spektra se objašnjavaju na sledeći način. Maločas je napomenuto da različiti izotopi u molekulu daju različite linije. Pošto elementi imaju po više izotopa, onda je razumljivo da bogatstvo linija delom potiče i od ovog faktora. Medutim, glavni faktori koji uslovljavaju veoma veliki broj linija svakako su složene okolnosti pod kojima molekuli emituju svetlost. Emitovana energija fotona može se smatrati da se sastoji iz tri dela, tj.

$$h\nu = h\nu_e + h\nu_v + h\nu_r \quad (87,2)$$

gde je $h\nu_e$ emitovana energija kretanja elektrona, $h\nu_v$ — energija oscilovanja i $h\nu_r$ — energija rotiranja jezgra u molekulu. Za jednu traku u spektru je $h\nu_e + h\nu_v$ konstantno, a linije unutar jedne trake potiču od promene $h\nu_r$. Kao što je izneto u § 85, rotacioni kvantni broj J može da se menja za ± 1 . Kod molekula koji imaju elektronični dipolni moment postoji mogućnost da kvantni broj pri prelazu ostane nepromenjen, a da se menja elektronični dipolni moment. Prema tome, može se smatrati da promena kvantnog broja J može da bude $\Delta J = 0, \pm 1$. Onda pri prelazu postoje tri mogućnosti: $\Delta J = +1, \Delta J = 0$ i $\Delta J = -1$. Na slici 87-2

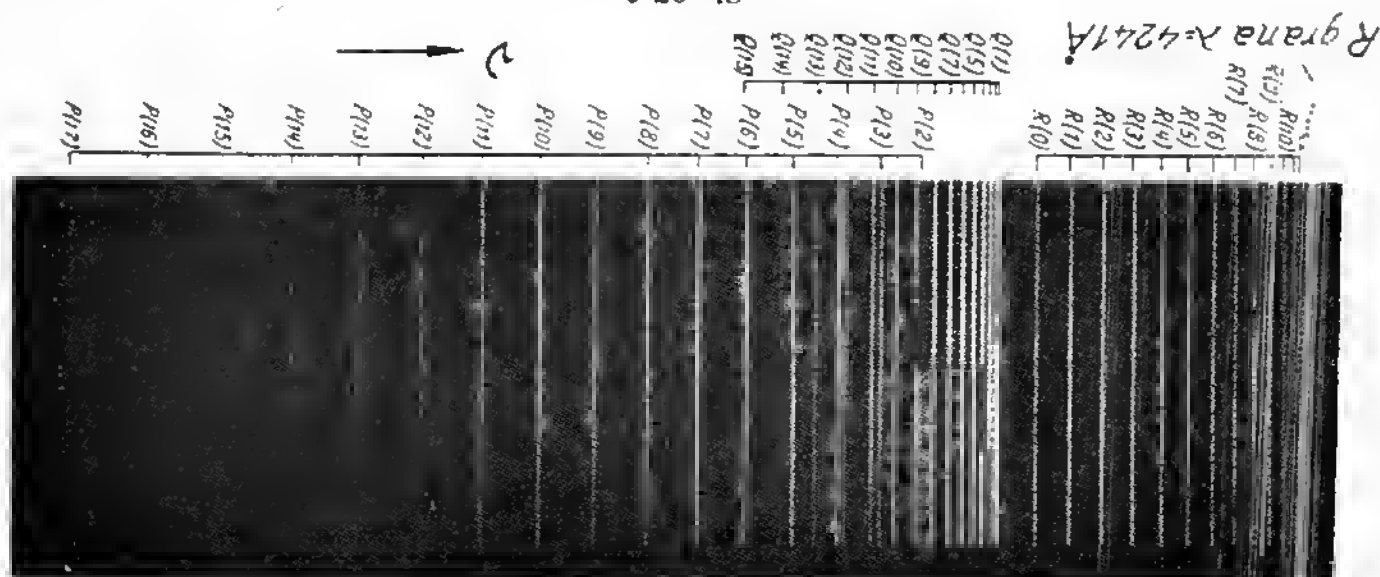


SL. 87-2

vanja linija, što predstavlja granice među trakama. Spektralne linije koje potiču od tri grane, R, Q i P, superponiraju se, što takođe doprinosi složenosti i mnoštvu linija u spektru.

Na slici 87-3 data je fotografija optičkog spektra AlH, na kojoj se vide jasno ivice R i Q trake, a P-grana se superponira preko G-grane. Desna ivica R-grane odgovara talasnoj dužini $\lambda = 4241 \text{ \AA}$, što znači da leži u području vid-

ljive svetlosti. Može se uočiti da ivice trake leže na suprotnoj strani od slučaja na sl. 86-2. Isto tako, i preklapanje grana je drukčije. To dolazi otuda što je u prvom slučaju moment inercije molekula u gornjem energetskom nivou manji od onog u donjem. Medutim, u molekulu AlH_3 , čiji je spektar prikazan na fotografiji, postoji obratan slučaj, tj. moment inercije gornjeg nivoa veći je od donjeg, pa je i raspored grana krivulja i njihova konveksnost drukčija. I ovo je jedan razlog za vrlo složene strukture molekulskih spektara.



Najzad da ovde samo napomenemo da električni i magnetski moment jezgri u molekulu takođe imaju uticaja na strukturu spektra, pri čemu u većini dolaze do izražaja zakoni verovatnoće. Ovo je još jedan faktor koji doprinosi složenosti spektra molekula. O spinu, magnetskom i električnom momentu jezgri biće reči kasnije, a analiza molekularnih spektara na osnovu ovih izlazi iz okvira knjige.

§ 88. Kombinaiono rasipanje svetlosti

Analogno Comptonovom efektu zapažena je pojava promene talasne dužine i vidljive svetlosti kada se njome obasja neka supstancija. Tu pojavu je teorijski predvideo Smekal (1923), a eksperimentalno otkrili Raman i Krišnan (1928) na tečnosti, a nezavisno od njih Landzberg i Mandelštam (1928) na čvrstom telu (kristalima). Zato tu pojavu neki nazivaju Ramanov efekt.

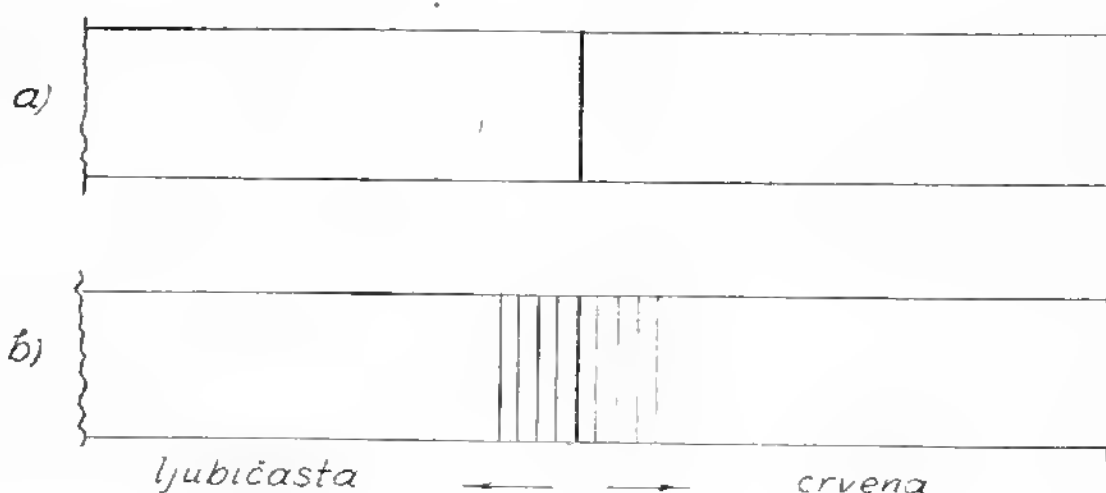
Medutim, ta pojava se u osnovi razlikuje od Comptonovog efekta. Svetlost koja nailazi na molekule izaziva takve promene da se pored frekvencije te svetlosti emituje i svetlost manje i veće frekvencije. Pojavljuju se tzv. Smerovski se to može prikazati kao na sl. 88-1, gde je sa a) prikazan spektar svetlosti koja nailazi na supstanciju, a sa b) spektar rasute svetlosti, i to za slučaj svetlosti iz živine lampe ($\lambda = 4358 \text{ Å}$), koja nailazi na molekule benzola. U tom slučaju pojavile su se po četiri nove linije sa obe strane (prema ljubicaštom i prema crvenom kraju) kao „sateliti” prvobitne linije.

Prema tome, sateliti prate svaku liniju primarne svetlosti. Razlika medu frekvencijom prvobitne linije ν_0 i linije svakog satelita povećana je sa svojstvima dotične supstancije. Ona je jednaka svojstvenim frekvencijama infracrvenih oscilacija molekula te supstancije. Oznacićmo li te razlike frekvencije sa $\Delta\nu_1$, biće $\Delta\nu_1 = \nu_0 - \nu^{(1)}$, $\Delta\nu_2 = \nu_0 - \nu^{(2)}$, $\Delta\nu_3 = \nu_0 - \nu^{(3)}$, itd., gde su sa $\nu^{(1)}$, $\nu^{(2)}$ označene linije pojedinih satelita.

Kod ove pojave je karakteristično i to da se sateliti pojavljuju u simetričnom obliku. Oni u stvari predstavljaju dva sistema linija, koji su raspoređeni simetrično u odnosu na prvobitnu liniju. Ako se sa ν_c označe frekvencije, koje su na strani prema crvenom kraju, a sa ν_g frekvencije prema ljubičastom kraju, biće

$$\nu_0 - \nu_c = \nu_g - \nu_0. \quad (88,1)$$

Ustanovljeno je da se povišenjem temperature intenzitet „ljubičastih“ satelita brzo povećava.



Sl. 88-1

Objašnjenje ove pojave može biti i prema kvantnoj i prema klasičnoj fizici.

Zadržavajući se na najprostijim rezonovanjima, može se pretpostaviti da foton $h\nu_0$ svetlosti koja pada na molekule supstance stupa u interakciju sa molekulima. Molekuli sa svoje strane, pak, imaju neku svojstvenu frekvenciju ν_i , koja ih karakteriše. Tako, oni mogu primati ili emitovati energiju u određenim kvantima $h\nu_i$.

Uzmimo dva slučaja. Prvi je kada se molekul, na koji svetlost nailazi, ne nalazi u stanju oscilovanja. Onda pri uzajamnom dejstvu upadna svetlost preda jedan deo svoje energije molekulu. Taj deo (kvant) je prema svojstvima molekula potpuno određen i iznosi $h\nu_i$.

Tako se zbog te interakcije smanji frekvencija na veličinu ν . Onda je

$$h\nu = h\nu_0 - h\nu_i, \quad (88,2)$$

pa je

$$\nu = \nu_0 - \nu_i. \quad (88,3)$$

Ovaj rezultat se odnosi na satelite prema crvenom kraju (smanjena frekvencija).

Drugi slučaj je kada se molekul, na koji naiđe svetlost, nalazi u stanju oscilovanja. Onda molekul već ima energiju $h\nu_i$. Smatra se da upadni foton može prihvatiti tu energiju od molekula. Na taj način nastaje foton veće energije, i to prema relaciji

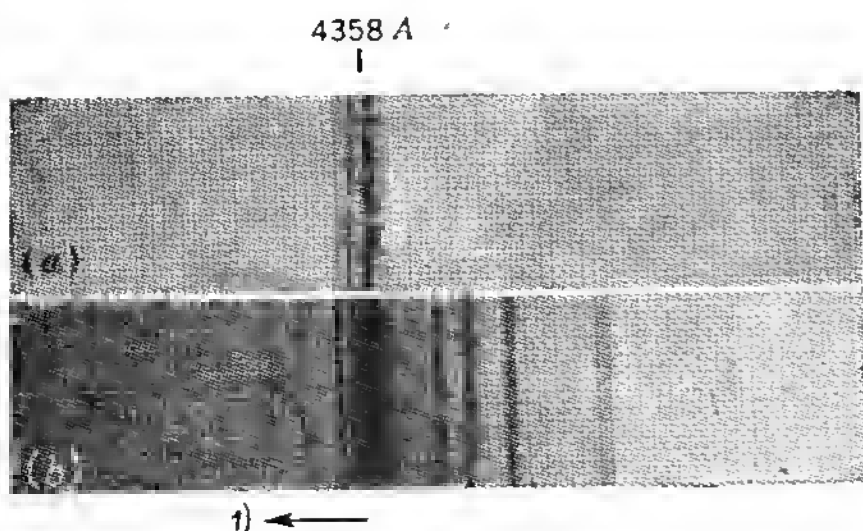
$$h\nu = h\nu_0 + h\nu_i, \quad (88,4)$$

pa je

$$\nu = \nu_0 + \nu_i. \quad (88,5)$$

Ovaj rezultat se, prema tome, odnosi na satelite prema ljubičastom kraju (povećana frekvencija).

Eksperiment je pokazao da je intenzitet satelita znatno veći na strani prema crvenom kraju (sl. 88-2). To se može objasniti i prema ovim rezultatima i opštoj konstataciji da se u pobuđenom stanju (oscilovanju) nalazi znatno manji broj molekula nego u nepobuđenom. Kako je nepobuđenih molekula



Sl. 88-2

mного više, to je mnogo više procesa (88,2) i (88,3) nego (88,4) i (88,5).

Otuda je intenzitet satelita prema crvenom kraju nesrazmerno veći nego satelita prema ljubičastom kraju. Time se objašnjava i navedena zakonitost da se povišenjem temperature brzo povećava intenzitet satelita prema ljubičastom kraju. Naime, povišenjem temperature povećava se broj pobuđenih molekula, pa onda važe relacije (88,4) i (88,5).

Uprošćeno klasično tretiranje ove pojave može se uzeti ovako. Opet ćemo sa ν_0 označiti frekvenciju upadne (prvobitne) svetlosti. Onda se svetlosne oscilacije mogu predstaviti pomoću relacije

$$s = A(t) \cdot \cos \omega_0 t, \quad (88,6)$$

gde je $\omega_0 = 2\pi\nu_0$. Amplituda $A(t)$ je funkcija od t . Ona se menja sa frekvencijom ω_i , koja predstavlja svojstvenu frekvenciju molekula na koje svetlost nailazi. Ta zavisnost od vremena može se prikazati u obliku

$$A(t) = A_0 + B \cos \omega_i t, \quad (88,7)$$

gde je $\omega_i = 2\pi\nu_i$.

Zamena daje

$$s = (A_0 + B \cos \omega_i t) \cos \omega_0 t, \quad (88,8)$$

a odavde je

$$s = A_0 \cos \omega_0 t + B \cos \omega_i t \cos \omega_0 t.$$

U principu se ništa ne menja ako se umesto kosinusa uzme sinus, jer se radi samo o odgovarajućoj faznoj pomenosti od 90° .

Drugi član na desnoj strani transformira se prema poznatom goniometrijskom postupku, pa je

$$s = A_0 \cos \omega_0 t + \frac{B}{2} \cos (\omega_0 + \omega_i) t + \frac{B}{2} \cos (\omega_0 - \omega_i) t; \quad (88,9)$$

I ovaj rezultat pokazuje da se pored frekvencije ν_0 (odnosno ω_0) pojavljuju i frekvencije $\nu_0 + \nu_i$ i $\nu_0 - \nu_i$, što dovodi do istog zaključka i objašnjenja kao maločas navedeno objašnjenje pomoću elemenata kvantne teorije.

Sve to pokazuje da u ovoj pojavi frekvencija rasute svetlosti predstavlja kombinaciju iz frekvencije prvobitne svetlosti, koja nailazi na supstanciju, i svojstvene frekvencije oscilacija u molekulima. Zato se i naziva kombinaciono rasipanje svetlosti. Frekvencije tih intramolekularnih oscilovanja nalaze se obično u infracrvenoj oblasti.

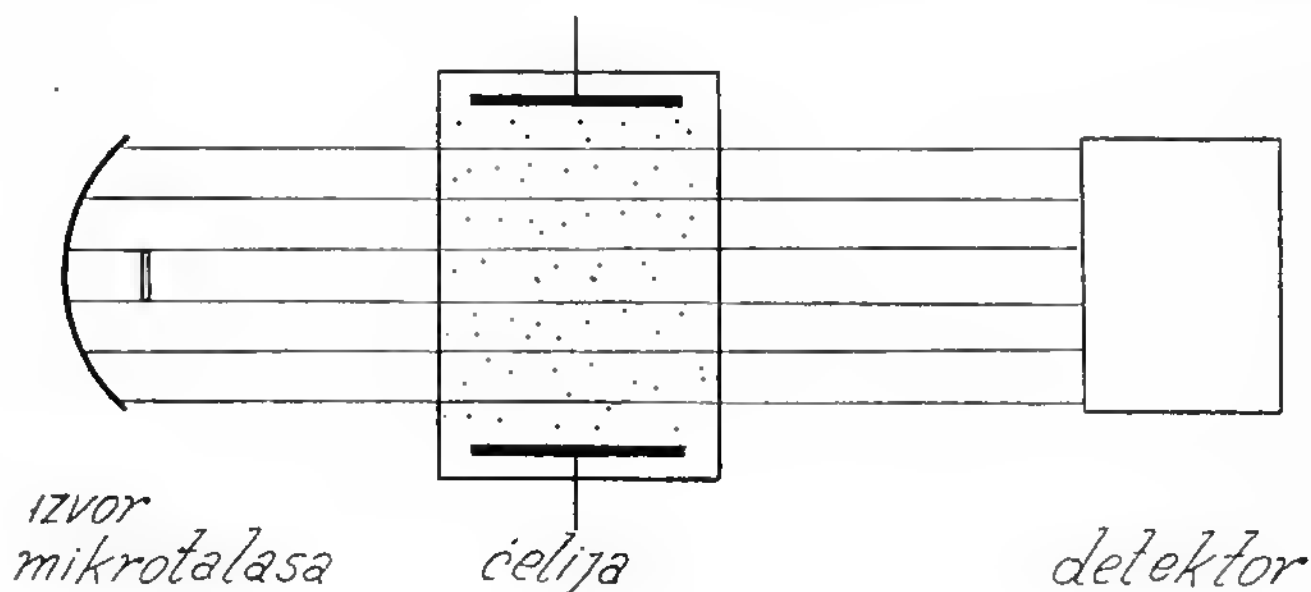
Napominjemo da ovo klasično tretiranje daje nepravilan rezultat u pogledu intenziteta ovih „satelita”, što nikako ne odgovara stvarnosti. Zbog toga se pri-

likom korišćenja klasične teorije moraju uzeti odgovarajuće popravke, i to rukovodeći se suptilnijom, kvantnom fizikom.

Ramanov efekt se koristi vrlo široko i efikasno u proučavanju molekularne strukture raznih supstancija i njihovih smeša. Pomoću kombinacionog spektra mogu se odrediti mnoge i razne veličine molekularne dinamike. Među njima su i svojstvene frekvencije molekula, sile u molekulima, kao i kvalitativno određivanje vrste simetrije molekula. Pomoću spektra kombinacionog rasipanja mogu se odrediti i vrste molekula koji se nalaze u nekoj smeši. To je korisno naročito u slučajevima kad su hemijski metodi neefikasni. Pomoću tih metoda može se ustanoviti čak i sastav benzina i ostalih složenih ugljovodonikovih smeša, što je od neocenjive važnosti za proučavanje i poznavanje tečnih goriva.

§ 89. Mikrotalasna spektroskopija

Poznato je da jedan električni oscilator (antena) emituje električne talase čija je talasna dužina utoliko manja ukoliko je frekvencija električnog oscilatora veća. Elektronskim cevima, tzv. klistronima i magnetronima mogu se postići električne oscilacije vrlo visoke frekvencije, koje se kreću do više milijardi herca, tako da se mogu dobiti elektromagnetski talasi veoma male talasne dužine, koje se kreću od 0,3 mm naviše. Ovo su, znači, električni talasi veoma male talasne dužine u poređenju sa uobičajenim, pa se zato ovakvi talasi čije se talasne dužine kreću od 0,3 mm do 10 m nazivaju *m i k r o t a l a s i m a*. Vidi se da talasne dužine mikrotalasa zalaze u daleko područje infracrvenih zraka. To znači da se električnom antenom pomoću električnog oscilatora mogu emitovati infracrveni zraci koje emituju i neki molekuli. Frekvencije mikrotalasa poklapaju se onda sa frekvencijama nekih linija u rotacionim spektrima molekula odnosno sa rotacionim frekvencijama molekula. Ove okolnosti pružile su nove mogućnosti za ispitivanje mole-



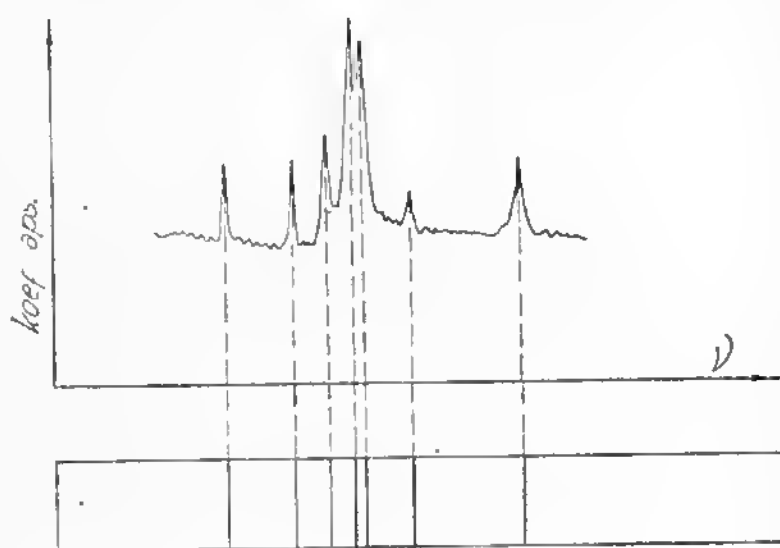
Sl. 89-1

kula, koje imaju velike prednosti nad uobičajenim spektrografskim metodima jer su oni u ovom području bili veoma nepodesni. Ovo je uslovilo da se u poslednje vreme u velikim razmerama razvije nova oblast mikrotalasne spektroskopije koja je postala moćno sredstvo za ispitivanje strukture molekula.

Princip mikrotalasne spektroskopije sasvim je različit od uobičajenih spektrografskih metoda, što mu u izvesnom pogledu daje velike prednosti. Ovaj princip je shematski predstavljen na sl. 89-1. Usmereni snop mikrotalasa vrlo tačno odre-

dene frekvencije dovodi se u ćeliju sa gasom čiji se molekuli ispituju. Pošto prođu kroz gas, mikrotalasi padaju na detektor koji ima ulogu prijemnika mikrotalasa i pokazuje intenzitet talasa posle prolaza kroz gas. Gasna ćelija je snabdevena elektrodama i elektromagnetima kojima se gas u ćeliji može podvrgnuti dejstvu električnog i magnetskog polja željene jačine, oblika i frekvencije.

Frekvencija izvora mikrotalasa postupno se menja i posmatra se pokazivanje detektora. Kad se frekvencija izvora izjednači sa jednom od sopstvenih frekvencija molekula posmatranog gasa, onda nastupa rezonancija, pa molekuli gasa u većoj meri apsorbuju energiju mikrotalasa, što se konstatuje na detektoru naglim padom intenziteta. Na ovoj frekvenciji se na taj način konstatuje jedna linija u spektru posmatranog gasa. Pri daljoj promeni frekvencije izvora prelazi se preko druge rezonancije odnosno konstatuje se druga linija itd. Kad se na apscisnu osu grafikona nanese upotrebljene frekvencije izvora, a na ordinatnu apsorpcija odnosno koeficijent apsorpcije, onda se dobiva grafikon kao na sl. 89-2, koji predstavlja apsorpcioni spektar molekula ispitivanog gasa.



Sl. 89-2

Na slici je ispod grafikona prikazan odgovarajući uobičajeni spektar.

Bitna razlika od uobičajenih spektrografskih metoda je da pri mikrotalasnoj spektroskopiji postoji uvek samo jedan strogo monohromatičan i koherentan zrak, čija se frekvencija veoma precizno poznaje. Promenom ove frekvencije onda se postupno ispituje svaki detalj spektra.

Princip mikrotalasne spektroskopije bio je prvi put primenjen 1934. godine (C. E. Cleeton i

N. H. Williams). Za vreme drugog svetskog rata je za svrhe radara bila u velikoj meri usavršena mikrotalasna tehnika, koja je omogućila brzi razvoj mikrotalasne spektrografije u posleratnom periodu.

Prednost mikrotalasne spektrografije je, na prvom mestu, velika moć razlaganja. Pri ovakvom metodu se ne javlja difrakcija i druge pojave koje predstavljaju znatne prepreke za dobivanje spektra velikog razlaganja. Druga prednost je podesna primena električnog i magnetskog polja u ćeliji za gas. Naime, ispitivani gas može se lako podvrgnuti dejstvu polja različitih oblika i intenziteta. Tako se može mnogo podesnije ispitivati Zeemannov efekt. Ispitivanje strukture molekula pri ovom metodu vrši se naročito podesno na osnovu tzv. Starkovog efekta. Kad se atomi koji zrače podvrgnu dejstvu električnog polja, onda dolazi do razlaganja linija u spektru, koje se objašnjava orijentacijom električnih dipolnih momenata atoma. Iako je teorija predviđala pojavu Starkovog efekta i kod molekula, ipak je ovo ustanovljeno pouzdano tek u mikrotalasnoj spektrografiji. Štaviše, ovaj efekt je našao široke primene u ispitivanju momenata električnih dipola molekula i jezgra. Tako se može reći da su električni momenti dipola i multipola molekula upoznati bolje tek primenom Starkovog efekta u mikrotalasnoj spektrografiji. Mnoge vrednosti su na ovaj način korigovane, kao, na primer, nuklearni spin Cl, za koji je prema optičkim metodima bila ranije usvojena vrednost $5/2$, dok je u mikrotalasnoj spektroskopiji pouzdano utvrđena vrednost od $3/2$.

Veća moć razlaganja ovog metoda je omogućila primenu Zeemannovog i Starkovog efekta sa znatno slabijim poljima. Različitim kombinacijama dejstva polja mogle su se izazvati rezonancije pojedinih delova molekula, pa je tako sigurno

nije ustanovljen raspored atoma u molekulu. Jednom reči, mikrotalasna spektroskopija je postala moćno sredstvo za ispitivanje strukture molekula.

Nepodesna strana mikrotalasne spektroskopije je u ograničenosti frekvencije koje se mogu primeniti. Elektronska tehnika dobivanja električnih oscilacija vrlo visokih frekvencija ograničena je na oko 10^{12} Hz. Međutim, veći deo frekvencija u spektrima molekula leži iznad ovih vrednosti. Ovaj problem dobivanja još viših frekvencija, po svemu sudeći, povoljno će rešiti tzv. laser, o kome će biti reči u sledećem paragrafu.

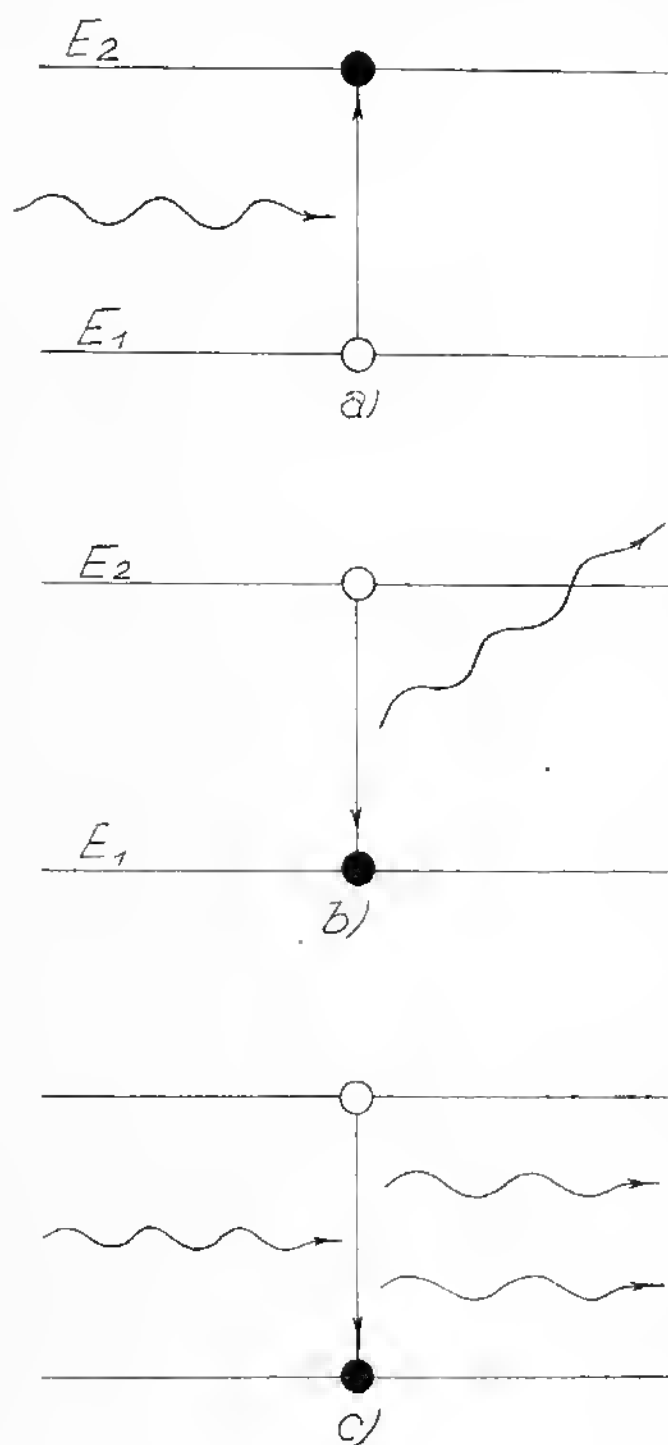
A t o m s k i č a s o v n i k . — Mikrotalasna spektroskopija je pokazala da molekuli imaju neke sopstvene frekvencije koje su veoma oštro određene i ne zavise od spoljašnjih uticaja. Tako, na primer, molekuli amonijaka imaju strogo određenu frekvenciju od 23 870 MHz. Kad se raspolaze takvom sigurnom vrednošću frekvencije, mogu se precizno kontrolisati frekvencije elektronskih oscilatora. Automatskim postupkom mogu se takvi električni oscilatori održavati na stalnoj strogo određenoj frekvenciji pomoću pomenute kontrole molekulskim frekvencijama. Ovo pak dalje omogućuje merenje vremena sa znatno većom preciznošću nego što je to moguće drugim metodima. Kad se raspolaze tačno određenom frekvencijom, onda se merenje nekog intervala vremena može izvršiti brojanjem ovih oscilacija. Brojanje se vrši elektronskim putem pomoću skalera koji je opisan u § 9. Frekvencija kontrolisanog oscilatora može se upotrebiti za pokretanje sinhronog motora, koji ima osobinu da mu je broj obrta strogo vezan za primenjenu frekvenciju struje koja ga pokreće. Motor može da pokreće kazaljke časovnika, pa se tako dobiva časovnik vrlo velike preciznosti, koji se obično naziva atomski časovnik. Pomoću opisanog postupka povećana je u velikoj meri tačnost merenja vremena. Ta tačnost iznosi oko 10^{10} , tj. greška merenja je desetomilijarditi deo merenog intervala vremena.

§ 90. Maser i laser

Mikrotalasna spektroskopija dovela je do mnogo boljeg poznavanja kvantnih stanja molekula, a to je dalje ukazalo na nove mogućnosti ispitivanja i primene. Procesi apsorpcije i emisije mikrotalasa pomoću molekula amonijaka bili su podrobno ispitani. Pri tome je 1952. godine I. Weber tretirao problem tzv. stimulirane radijacije, a već 1955. godine je C. H. Townes (Tauns) konstruisao ovakav uređaj, koji je nazvan **k v a n t n i g e n e r a t o r**. Na bazi ovoga je N. Bloomberg 1956. godine predložio novu vrstu amplifikatora za mikrotalase. Ovakvi amplifikatori (pojačivači) imali su znatnu prednost nad uobičajenim elektronskim amplifikatorima (II knjiga, § 125). Zbog odsustva šumova koji obavezno prate emisiju elektronskih cevi, nova vrsta amplifikatora omogućila je ogroman faktor pojačanja. Većina autora je za ovu vrstu amplifikatora već usvojila naziv **m a s e r**, kao skraćenicu prema prvim slovima engleskog naziva: „Microwave Amplification by Stimulated Emission of Radiation”. Odmah zatim, 1958. godine, A. L. Schawlow i C. H. Townes ukazuju na mogućnost da se isti postupak može izvesti i u oblasti vidljive svetlosti. Takav **o p t i č k i m a s e r** konstruisao je već 1960. godine T. H. Maiman, a nazvan je na sličan način **l a s e r** prema: „Light Amplification by Stimulated Emission of Radiation”.

Mora se odmah naglasiti da pomenuti proces stimulirane radijacije, odnosno princip kvantnog generatora, predstavlja najznačajnije otkriće za poslednjih nekoliko godina. Stimulirana radijacija atoma predstavlja početak nove ere u razvoju optike i elektronike, pa se u poslednje vreme počela veoma brzo razvijati tzv. **k v a n t n a e l e k t r o n i k a**.

Ovde ćemo ukratko izložiti osnovne principe ovih procesa, ne ulazeći u detaljne analize na osnovu kvantne teorije. Osnovni princip stimulirane emisije radijacije može se uprošćeno i simbolički predstaviti na sledeći način (sl. 90-1).



Sl. 90-1

Ukažimo najpre na poznati proces apsorpcije svetlosnog kvanta u supstanciji. Na slici je foton energije $h\nu$ predstavljen talasastom linijom, a dva energetska nivoa E_1 i E_2 za elektrone u atomima koji apsorbiraju svetlost su na uobičajeni način predstavljena sa dve horizontalne linije. Ako je elektron u osnovnom stanju (sl. 90-1a) E_1 , foton $h\nu$ može razmeniti energiju sa elektronom i ovaj onda prelazi na viši nivo E_2 , odnosno postaje eksitovan. Ovaj elektron se veoma kratko vreme (oko 10^{-8} s) nalazi na višem nivou, a zatim spontano prelazi na osnovno stanje, emitujući pri tom foton $h\nu$ (sl. 90-1b). Spontano emitovani foton može imati bilo koji pravac u prostoru, a trenutak njegove emisije i faza oscilacije se raspodeljuju statistički. Ako se posmatra ovakva emisija fotona sa velikog broja atoma, onda je poznata činjenica da se emitovani fotoni raspoređuju statistički u svim pravcima, a sa takode statistički raspodeljenim fazama i vremenima emisije. Emitovani fotoni imaju različite frekvencije s obzirom na veći broj energetskih nivoa u atomima. Polarizacije ravni emitovane svetlosti raspodeljene su takode statistički u svim pravcima podjednako.

Bitna činjenica pri stimuliranju radijacije (sl. 90-1c) je sledeća. Ako foton energije $h\nu = E_2 - E_1$ stupi u interakciju sa elektronom za vreme dok se on nalazi na višem nivou, onda prelaz elektrona na osnovno stanje biva u trenutku interakcije, a emitovani foton ima isti

pravac i fazu kao i upadni foton. Emitovani foton odlazi tačno u pravcu i smeru upadnog fotona i sa njim je u istoj fazi oscilacije i u istoj polarizacionoj ravni.

Iz ovoga se može videti da je stimulirana radijacija u neku ruku suprotan proces od apsorpcije, ali je bitna činjenica da pri stimuliranoj radijaciji nema statističke raspodele emisije ni po vremenu, ni po pravcu ni po fazi, već se emisija vrši u trenutku interakcije i u istom pravcu i fazi sa upadnim fonom.

No za bolje objašnjenje stimulirane radijacije treba još imati na umu i sledeće činjenice. Ako se u supstanciji u koju upadaju fotoni većina atoma nalazi u osnovnom stanju, onda će se opisani proces (sl. 90-1a) apsorpcije dešavati u daleko većem broju nego stimulirana radijacija. Pored toga, eksitovani elektroni se i spontano vraćaju u osnovno stanje. U takvim okolnostima stimulirana radijacija ne dolazi do značajnog izraza. Iz ovoga se odmah može zaključiti da je za održavanje stimulirane radijacije neophodno da broj atoma u eksitovanom stanju bude znatno

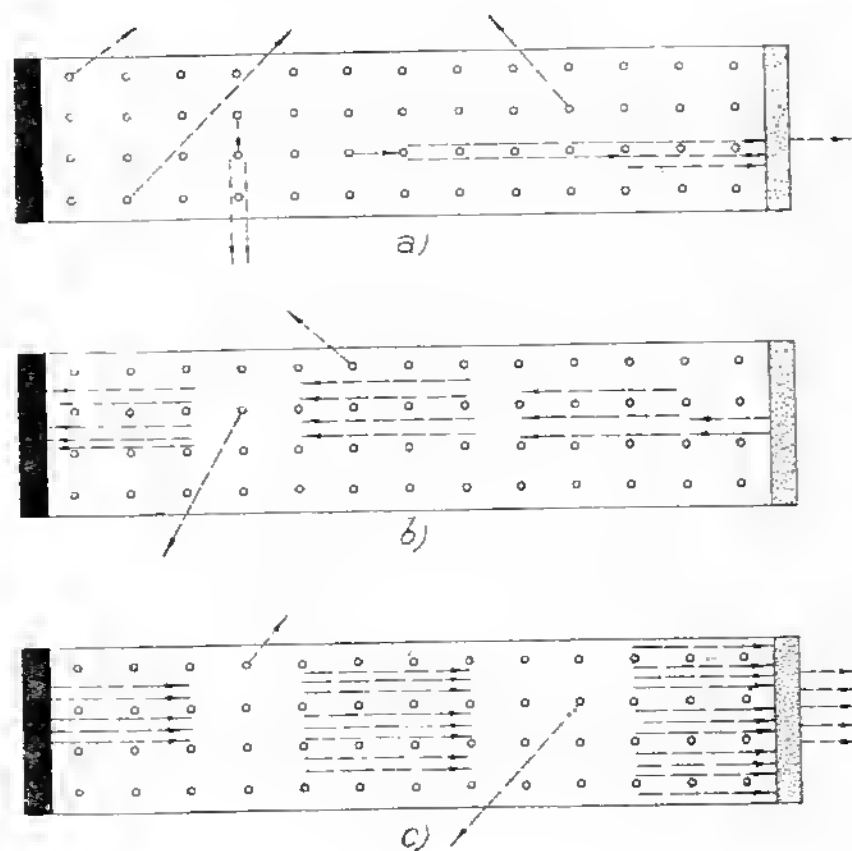
veći od onog u osnovnom stanju. Sem toga, za bolji efekt stimulirane radijacije potrebno je da vreme zadržavanja atoma u eksitovanom stanju bude što veće.

Kao što je u izrazu $h\nu = E_2 - E_1$ pokazano, stimulirana radijacija nastaje onda ako upadni foton ima istu energiju kao i razlika energetske nivoa elektrona koji vrši stimulirano radijaciju. Drugim rečima, i to je jedna vrsta rezonancije koja je po redosledu suprotna onoj koja se javlja pri apsorpciji fotona na atomima i molekulima. Naime, apsorpcija se intenzivno vrši u slučaju kad razlika energetske nivoa elektrona odgovara energiji fotona.

Sve ovo još nije dovoljno za pojavu stimulirane radijacije u intenzivnijem obimu. Verovatnoća interakcije upadnog fotona sa eksitovanim elektronima je relativno mala, a pored toga, upadni foton se na putu uvek može apsorbovati pre nego što izvrši stimulaciju. Zato se za dobivanje laserskog efekta koristi tzv. rezonantna šupljina između dva paralelna ogledala čije su refleksne površine okrenute jedna prema drugoj (sl. 90-2). Ako je rastojanje među ogledalima multipl celog broja talasne dužine svetlosti, onda se među ogledalima može obrazovati stojeći elektromagnetski talas slično zvučnom stojećem talasu u Kundtovoju cevi (I knjiga, § 83). Tada se može smatrati da se svetlosni talas odbija mnogo puta od jednog i drugog ogledala, prelazeći rastojanje među njima takode mnogo puta. U takvim uslovima i na relativno malom rastojanju verovatnoća interakcije postaje veća i postoji mogućnost za obrazovanje laserskog snopa svetlosti.

Ovaj princip obrazovanja stimuliranog paralelnog snopa svetlosti prikazan je simbolički na sl. 90-2. Neka se među ogledalima nalaze eksitovani atomi nekog tela koje ima podesne energetske nivoa elektrona u atomima. Ovi atomi spontano emituju kvante $h\nu = E_2 - E_1$, koji na svom daljem putu mogu da izazovu stimuliranu radijaciju. Međutim, ako primarni kvant $h\nu$ ima bilo koji pravac, on će vrlo brzo izaći iz prostora među ogledalima, i to verovatno pre nego što u ovom pravcu izvrši više stimuliranih radijacija. Ako pak pravac primarnog fotona pada u pravac zajedničke ose ogledala, onda postoji mogućnost za progresivno povećavanje broja stimuliranih emisija. Pošto su faza i pravac stimulirano emitovanog kvanta isti kao i upadnog fotona, onda će se posle višestrukog odbijanja broj stimulirano emitovanih kvanta stalno uvećavati ako je verovatnoća stimulirane radijacije veća od apsorpcije. Ovako nastali snop fotona imaće isti pravac, istu fazu i istu polarizacionu ravan, odnosno predstavljaće koherentni i paralelni snop svetlosti (sl. 90-2b). Jedno ili oba ogledala mogu se načiniti tako da propuštaju jedan mali procenat svetlosti, te jedan deo snopa izlazi napolje i može se dalje koristiti u razne svrhe.

Ceo opisani proces može se posmatrati sa gledišta statističke fizike. Opisane interakcije fotona ne podležu zakonima klasične normalne statistike, o kojoj imamo obično uvida i iz svakodnevnog iskustva, a koja je unekoliko bila tretirana u kine-



Sl. 90-2

tičkoj teoriji gasova i naziva se Boltzmannova statistika. Interakcija fotona podleže drukčijim zakonima, poznatim pod imenom Bose-Einsteinove statistike, po kojoj je verovatnoća interakcije fotona veća ukoliko je zaposednutost prostora fotonima veća. Zaposednutost prostora među ogledalima veća je u pravcu ose ogledala, pa je verovatnoća interakcije u tom pravcu veća, što pak omogućuje opisani laserski efekt. Interesantno je napomenuti da je Einstein još 1917. godine analizirao verovatnoću stimulirane radijacije i predvideo laserski efekt.

Naravno, da bi se dobio opisani proces među ogledalima, ona moraju biti strogo paralelna, a njihova uglačenost vrlo dobra, tako da neravnine površine ogledala ne iznose veliki deo talasne dužine upotrebljene svetlosti. Ogledala mogu biti i konkavna, u cilju manjeg rasipanja svetlosti. Da bi se apsorpcija fotona držala na što nižem nivou, obično se ne koriste posrebrana ogledala jer imaju srazmerno veliki koeficijent apsorpcije. Pošto se ovde radi o koherentnoj i monohromatskoj svetlosti, efekti interferencije u tankim providnim slojevima su vrlo intenzivni. Prema onom što je rečeno u II knjizi, § 203, mogu se načiniti tanki prozirni slojevi na kojima se odbija 99,9% svetlosti, pa se takva ogledala ovde i primenjuju. Naravno, ona deluju tako samo za određenu talasnu dužinu.

U međuprostor ogledala stavlja se telo koje ima podesne energetske nivoe elektrona. Dosad je poznato već blizu 100 raznih tela koja imaju ovakve osobine, a taj broj se stalno povećava. Najveći broj ovakvih tela je u čvrstom ili gasovitom stanju, a retko u tečnom. Među čvrstim laserima najvažniji je kristal ružičastog rubina (Al_2O_3 , Cr_2O_3) sa malim primesama oksida hroma. Atomi hroma u aluminijumoksidu imaju podesne nivoe elektrona koji daju stimuliranu emisiju u području crvene svetlosti (6 943 Å). Otuda i potiče crvena boja rubina. Prvi laserski uređaj je i bio konstruisan sa ovakvim rubinom.

Od gasnih lasera spomenućemo smesu gasova Ne i He. Atomi neona imaju više podesnih nivoa, od kojih glavni daje stimuliranu radijaciju u području bliske infracrvene svetlosti (11 530 Å), a neki od njih padaju i u crveno područje.

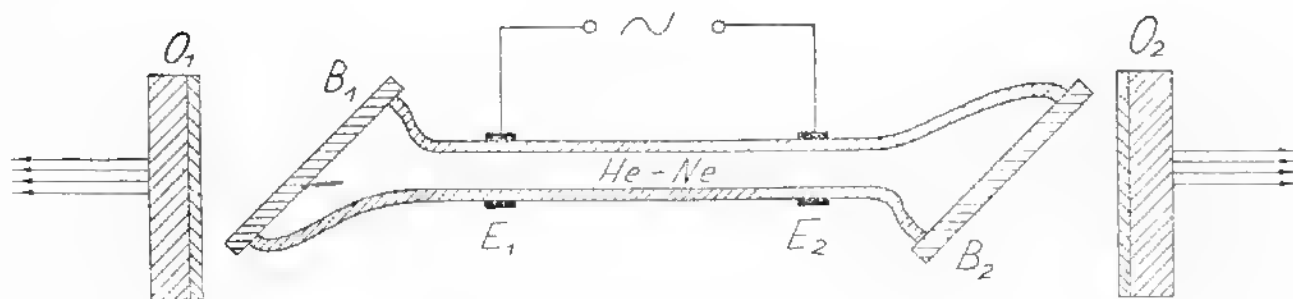
U dosadašnjem izlaganju pretpostavljali smo da su atomi odnosno molekuli tela u prostoru među ogledalima eksitovani. Međutim, eksitovana stanja su vrlo kratkotrajna, pa ih podesnim načinom treba stalno održavati. Uređaji koji vrše eksitovanje, odnosno podizanje elektrona na viši energetski nivo, nazivaju se obično *p o d i z a č i* ili *p u m p e*, a za ove postoje i razni metodi. Najjednostavniji su optički podizači, koji se češće zovu optičke pumpe. Aktivno telo među ogledalima osvetljava se intenzivnom svetlošću čiji fotoni imaju nešto veću energiju od energije stimulirane radijacije. Tako se podesnim svetlosnim izvorima mogu održavati elektroni u eksitovanom stanju.

Kod pomenutog gasnog lasera sa smešom He—Ne eksitovanje se vrši električnim putem preko pridodatog helijuma. Helijum se eksituje električnim pražnjenjem kroz gas kao u svakoj Geisslerovoj cevi. Tako eksitovani atomi helijuma putem interakcije predaju svoju energiju atomima neona i dovode ih u eksitovano stanje podesno za laserski efekt.

U nekim slučajevima se eksitovanje elektrona vrši visokofrekventnim magnetskim poljima preko rezonancije elektronskog spina, kao što je opisano u § 40.

Na slici 90-3 shematski je predstavljen kompletan uređaj gasnog lasera sa smešom He—Ne. Među dva ogledala, O_1 i O_2 , stavljena je staklena cev, dužine oko jednog metra, u kojoj je zatvorena smeša helijuma i neona pod sniženim pritiskom. Pomoću generatora električnih frekvencija (20—30 MHz) vrši se preko elektroda E_1 i E_2 pražnjenje kroz gas u unutrašnjosti cevi i time na opisani način vrši „podizanje” elektrona u atomima neona na podesan nivo. Laserski efekt se obrazuje u unutrašnjosti cevi duž njene ose. Prozračne planparalelne pločice B_1 i B_2 služe za hermetičko zatvaranje, ali tako da daju minimum refleksije. Svetlost koja se javlja laserskim efektom je linearno polarizovana, pa se korišćenjem Brew-

sterovog zakona (II knjiga, § 218) odstranjuje refleksija. Ako se pločica stavi pod uglom koji zadovoljava ovaj zakon (Brewsterov ugao), onda se neće javiti odbijanje, jer se polarizaciona ravan laserskog svetlosnog snopa postavlja tako da odgovara polarizacionoj ravni propuštenog zraka. Pri drugim orijentacijama polarizacione ravni dolazi do reflektovanja jednog dela svetlosti, koja onda odlazi bočno i izgubljena je za laserski efekt. Pošto svetlost prelazi ogroman broj puta kroz pločice, onda bi vrlo mala refleksija predstavljala veoma velike gubitke, pa bi laserski efekt bio neznatan. Međutim, pri opisanoj orijentaciji polarizacione ravni refleksija je beznačajna, pa je razumljivo da se laserski efekt obrazuje spontano u ovoj polarizacionoj ravni. Jedan deo (svega oko 10^{-6}) svetlosti prolazi kroz ogledala, te se tako formira paralelni snop laserskog zraka, koji, kao što je rečeno, ima visoku koherenciju, monohromatičan je i vrlo dobro linearno polarizovan. Zbog velike koherencije i monohromatičnosti ovaj ima veoma malo rasipanje, tako da snop ostaje paralelan i na većim rastojanjima.



Sl. 90-3

Laserski uređaj sa rubinima je sličan. Umesto gasne cevi stavlja se kristal rubina koji je obično u obliku cilindričnog štapa prečnika 1—3 cm, a dužine 5—20 cm. Krajevi štapa su takode isečeni pod Brewsterovim uglom. Naravno, u ovom slučaju mora se koristiti svetlosni izvor kao optička pumpa koja se stavlja pored kristala i raznim postupcima se svetlost fokusira na kristal.

Maserski uređaj je u osnovnim principima sličan ovome, samo je njegova konstrukcija podešena tako da on radi sa električnim mikrotalasima.

Iz izloženog se vidi da se ovde radi o jednom novom načinu emisije svetlosti koji ima veliki značaj. Atomi i molekuli u običnim izvorima emituju svetlost spontano u intervalima vremena koji su statistički raspoređeni. Isto tako su statistički raspoređene i faze emitovanog talasa, polarizacione ravni i talasne dužine, a emisija se vrši u svim pravcima. Svetlost iz običnih izvora je, prema tome, veoma složena smeša svetlosnih kvanta različitih talasnih dužina, orijentacije, faze, vremena emitovanja i različitih polarizacionih ravni. Otuda i veoma slaba koherentnost ovakve svetlosti, što uslovljava mnoge teškoće u optici. U sočivima i optičkim instrumentima javljaju se razni nedostaci, svetlost se ne može koncentrisati u velikoj meri, pa se uvek javlja znatno rasipanje. Polarizacija i interferencija su nepotpune, a monohromatičnost se postiže samo do izvesne mere.

Svetlost koja se dobiva iz lasera je veoma koherentna, linearno polarizovana i monohromatična. Prelaz od obične svetlosti na stimuliranu može se predstaviti analogijom sa zvučnim pojavama. Svetlost iz običnih izvora po ovoj analogiji odgovara šumu, dok svetlost iz lasera odgovara tonu. Opisanim postupkom se uspeo da se od spontane i nekontrolisane statističke emisije svetlosti pređe na stimuliranu, koja se u većoj ili manjoj meri vrši po našoj želji. Laserom je omogućeno upravljanje emisije svetlosti slično emisiji radio- i televizijskih talasa pomoću antene. Laser emituje svetlost na tačno određenoj talasnoj dužini, na kojoj intenzitet svetlosti u velikoj meri prevazilazi intenzitet emisije svetlosti sa Sunca ili

drugih izvora. Sunce emituje svetlost velikog intenziteta, ali je ona raspoređena u širokom opsegu talasnih dužina, tako da je intenzitet Sunčeve svetlosti na jednoj određenoj talasnoj dužini relativno mali i znatno manji od intenziteta lasera obične snage.

Velika koherencija i vrlo dobra polarizacija stimulirane svetlosti uslovljavaju mnogo manje nedostatke u optičkim instrumentima i manje rasipanje. Sa ovakvom svetlošću može se sočivima i ogledalima postići ogromna koncentracija, a iste tako i paralelni i uzani snopovi koji i na velikim rastojanjima ostaju takvi, tj. ne rasipaju se. Pojave u optici su mnogo preciznije izražene.

U opisanom procesu u laseru se, teorijski, od jednog svetlosnog kvanta obrazuje progresivno čitava lavina fotona, što ukazuje na mogućnost ogromnih pojačanja koja se na ovaj način mogu postići. Maser, kao prethodnik lasera, najpre je konstruisan kao elektronski amplifikator mnogo većeg faktora pojačanja od običnih elektronskih pojačivača. Laserskim procesom se i kod svetlosti postižu velika pojačanja kao i u elektronici. Pored toga, svetlost iz jednog lasera može se propustiti kroz sledeći sličan uređaj koji omogućuje dalje pojačanja. Ovo se može postići u više kaskada, pa se dobivaju svetlosni snopovi čija se snaga već danas kreće do 50 MW. Snažni laserski snopovi svetlosti mogu se koncentrisati na vrlo male poprečne preseke i poslati na velike daljine, a mogu se pored toga i modulirati kao električni talasi (II knjiga, § 128). Sve ovo ukazuje na veliki značaj stimulirane svetlosti.

Dalje povećavanje koherentnosti laserskog svetlosnog snopa postiže se stavljanjem uređaja na niske temperature. Zbog slabijeg termičkog kretanja molekula procesi u laserskom efektu su znatno pravilniji.

Postignuti rezultati na ovom polju otvorili su široke i nedogledne mogućnosti korisne primene. Neke od njih su već i ostvarene. Već pomenuti maserski uređaj služi kao moćan amplifikator za pojačanje signala koji se dobivaju sa međuplanetarnih raketa i veštačkih satelita. Laser omogućuje i efikasno slanje ovih signala sa rakete, jer se snop svetlosti vrlo malo rasipa i stiže do Zemlje još uvek u dovoljnim koncentracijama.

Konstruisani su već i telemetri sa laserskim snopom na principu radara (II knjiga, § 132). Na ovaj način se mogu meriti velika rastojanja za geodetske svrhe, a takođe i međuplanetarna rastojanja.

Mogućnost veoma dobrog fokusiranja laserskog zraka dozvoljava sečenje i najtvrdih teško topljivih materijala. Žiža laserske svetlosti ima veoma malu površinu u kojoj se koncentriše velika energija, što dovodi do topljenja i isparavanja materijala koji se tu nađe. Ovakva koncentracija se može postići i na rastojanjima od nekoliko stotina kilometara, što omogućava, na žalost, primene u ratu. Mogućnost modulacije laserskog snopa daje mnogo bolje primene u telekomunikacijama, jer se može slati daleko veći broj signala. Naročito kod televizije ovo ima velikog značaja u cilju poboljšanja oštrote slike (II knjiga, § 131). Naime, pri većem broju signala može se ostvariti veći broj linija odnosno tačaka iz kojih se sastoji slika na televizijskom ekranu. Sem toga, i prenos na daljinu je efikasniji, što je već i praktično postignuto.

Laserski efekt povezan sa rezonancijom spina elektrona omogućuje merenje magnetskih polja čija preciznost umnogome prevazilazi dosadašnje metode.

Sve primene interferencije, difrakcije i polarizacije postaju mnogo efikasnije upotrebom stimulirane svetlosti. Spektroskopija takođe dobiva dalje praktične i značajne mogućnosti. Interferencijom između dva laserska zraka različitih talasnih dužina mogu se dobiti mikrotalasi još manjih talasnih dužina, koje se do sada u elektronici nisu mogle postići. Mikrotalasnoj spektroskopiji se na ovaj način otvaraju dalje mogućnosti, naročito u molekularnoj spektroskopiji.

Jednom reči, više ne postoji granica u emitovanju koherentnih elektromagnetskih talasa. Dokazano je već da se i sa ultraljubičastim, X- i γ -zracima može postići laserski efekt. Isto tako je moguć i fononski laser.

No, pored navedenih praktičnih primena, čija se dalekosežnost još ne može sagledati, ova otkrića imaju još veći značaj u razvoju nauke. Stimulirana svetlost je otvorila nove mogućnosti za proučavanje prirode svetlosti i elementarnih čestica. Metodi elektronike prešli su zonu optike, a optički problemi se sada tretiraju zakonima i metodima koji su postavljeni i provereni u elektronici. Ova oblast nauke, koja je nazvana kvantna elektronika, pružiće svakako značajan progres kako elektronici i optici tako i fizici elementarnih čestica i fizici čvrstog tela.

Na kraju da napomenemo da ova nova oblast nauke sigurno povezuje talasnu i korpuskularnu prirodu svetlosti i čestica, pa će svakako dati doprinos proučavanju fundamentalnih faktora u prirodi.

NUKLEARNA FIZIKA

§ 91. Naelektrisanje i masa jezgra

Eksperimentalno je utvrđeno da radioaktivna zračenja potiču iz atomskog jezgra. I to je jedan od dokaza da je jezgro atoma složeno, iako je relativno vrlo malih dimenzija. Smatra se da je poluprečnik jezgra oko deset hiljada puta manji od poluprečnika atoma i da je skoro sva masa atoma u jezgru. Ustanovilo se da su osnovne sastavne čestice jezgra *p r o t o n i i n e u t r o n i*. Raznim metodama je ustanovljeno da u neutralnom atomu postoji u jezgru onoliko protona koliko je elektrona u atomskom omotaču. Taj broj protona u jezgru istovremeno je jednak rednom broju elemenata u Periodnom sistemu elemenata. Obično se označava sa Z , a naziva se *a t o m s k i b r o j*.

Dakle, Z je broj protona u jezgru svakog atoma pojedinog elementa. Tako jezgro svakog atoma vodonika sadrži jedan proton ($Z=1$), jezgro svakog atoma helijuma dva protona ($Z=2$), litijuma tri ($Z=3$), itd., urana 92 protona ($Z=92$). Broj neutrona nije isti u svim jezgrima pojedinog elementa. Tako, na primer, postoje jezgra atoma vodonika koja su u stvari samo po jedan proton, ali i jezgra koja su sastavljena od po jednog protona i jednog neutrona, pa čak i jezgra atoma vodonika koja su sastavljena od po jednog protona i po dva neutrona.

Takva jezgra (atomi) jednog elementa, koja imaju različit broj neutrona, nazivaju se *n u k l e a r n i i z o t o p i*. Naravno, pošto se radi o jezgrima jednog elementa, biće broj protona isti u svim takvim izotopima. Uostalom, i sama reč izotop potiče od grčkih reči, koje znače „isto mesto”. I zaista, svi izotopi jednog elementa nalaze se na istom mestu u Periodnom sistemu elemenata, koje je prikazano atomskim brojem Z .

Proton je prvi put identifikovan 1919. godine. Otkrio ga je Rutherford, znajući još od vremena dinamičkog modela atoma, koji je on dao, da će se takve čestice otkriti; jer jezgro nije elementarna čestica, nego složeno telo. Utvrđeno je da je naelektrisanje protona potpuno jednako naelektrisanju elektrona, tj. najmanjoj količini elektriciteta, koja je do sada otkrivena.

Otuda je ukupno naelektrisanje atomskog jezgra $+Ze$, gde je $e = 1,601 \cdot 10^{-19}$ kulona ili $e = 4,802 \cdot 10^{-10}$ stat C, a Z je redni broj elementa u Periodnom sistemu elemenata (atomski broj).

Jednakost broja elementarnih količina elektriciteta atomskog jezgra i atomskog broja (rednog broja Z) otkrivena je pre pronalaska protona. Otkrio ju je Van den Broek 1913. godine (Van den Brek), a Bohr je odmah primenio u svojoj kvantnoj teoriji atoma.

Danas se smatra da je takvo naelektrisanje atomskog jezgra ustanovljeno sa sigurnošću u granicama tačnosti eksperimentalnog određivanja elementarnog naelektrisanja, odnosno naelektrisanja jednog elektrona ili jednog protona.

Naelektrisanje atomskog jezgra predstavlja jednu od glavnih karakteristika svakog jezgra i svakog elementa. Celobrojnost elementarnih naelektrisanja svakog

jezgra umnogome olakšava i eksperimentalno i teorijsko proučavanje atomskog jezgra.

Masa jezgra i pojedinih njegovih sastavnih delova obično se izražava u atomskim jedinicama mase. Jedna atomska jedinica mase (ajm) iznosi šesnaesti deo mase atoma izotopa kiseonika O_{16} , a to je oko $1,66 \cdot 10^{-24}$ grama.

Odgovarajuća energija iznosi prema Einsteinovoj relaciji

$$931,16 \text{ MeV.} \quad (91,1)$$

Dakle, supstancija mase od 1 ajm ima ukupnu energiju od skoro hiljadu megaelektronvolti. Pretežno se u numeričkim izračunavanjima i tablicama ne navodi masa jezgra, nego atoma.

Kako elektronu mase $9,1083 \cdot 10^{-28}$ grama odgovara energija od 0,51098 MeV (oko pola megaelektronvolta), to će masa mirovanja elektrona iznositi

$$m_e = 54,87 \cdot 10^{-4} \text{ ajm.} \quad (91,2)$$

Zato se prema potrebi iz tabličkih vrednosti za masu pojedinih atoma uračunavaju mase odgovarajućeg broja elektrona, da bi se dobila tačna vrednost mase atomskog jezgra.

Masa protona je skoro dve hiljade puta veća od mase elektrona, odnosno

$$m_p = 1836,12 m_e. \quad (91,3)$$

Masa atoma lakog vodonika (proton kao jezgro i jedan elektron u atomu) iznosi

$$m_H = 1,0081451 \text{ ajm.} \quad (91,4)$$

Masa neutrona je veća ne samo od mase protona nego i od mase atoma vodonika, odnosno

$$m_n = 1,0089860 \text{ ajm.} \quad (91,5)$$

Ta razlika iznosi

$$m_n - m_H = 0,00084 \text{ ajm.} \quad (91,6)$$

Odgovarajuća energija iznosi 0,782 MeV.

Broj neutrona u jezgru označava se mahom sa N . Protoni i neutroni kao sastavne čestice jezgra (nukleusa) nazivaju se zajedničkim imenom nukleoni. Prema tome, zbir atomskog broja Z i broja protona N predstavlja ukupan broj nukleona (protona i neutrona) u jezgru. Taj zbir se obično naziva masenim brojem, a označava se sa A , pa je

$$Z + N = A. \quad (91,7)$$

Tako je masa jezgra, izražena u atomskim jedinicama mase, numerički jednaka broju nukleona toga jezgra, odnosno masenom broju. Razume se da to nije pravi tačan iznos, nego samo gruba orijentacija, gde je uzeto da su mase protona i neutrona međusobno jednake. Uskoro ćemo videti kakav je postupak za preciznije određivanje mase jezgra.

Lako je zaključiti da je supstancija atomskog jezgra vrlo gusta. Ta gustina iznosi oko stotinu biliona grama u 1 cm^3 , što se dobije, recimo, deljenjem mase nukleona odgovarajućom zapreminom. Naime, masa nukleona je reda 10^{-24} grama, a zapremina jezgra oko $10^{-39} - 10^{-38} \text{ cm}^3$ (približno), te se odmah dobije oko $10^{14} \frac{\text{g}}{\text{cm}^3}$.

Eksperimentalna proučavanja su dovela do zaključka da i jezgra sa velikim brojem protona i neutrona ne zauzimaju veliki prostor, nego samo oko 10^{-36} cm^3 , pa se i za jezgra u celini može zaključiti da su fantastično velike gustine, a to znači da su nukleoni međusobno povezani vrlo jakim uzajamnim dejstvom.

§ 92. Efektivni presek

Mikroprocesi koji nastaju uzajamnim dejstvom raznih čestica mogu se okarakterisati na razne načine. Glavni su podaci i veličine pre i posle procesa koji se tretira, a interakcija se u većini slučajeva odnosi na čestice koje nailaze na neki materijal, tj. na druge čestice. Obično je donekle poznat broj čestica koje nailaze i broj čestica na koje nailaze, odnosno broj čestica kojima se „bombarduje” i broj čestica koje se „bombarduju”. Prve čestice mahom sačinjavaju mlaz ili snop, a druge su u stvari neki listić ili uopšte neka supstancija sa poznatim brojem čestica u određenoj zapremini. Procesi mogu biti različiti. Pre svega, to mogu biti razni sudari čestica, pri čemu može nastati raštrkavanje, apsorpcija i razne nuklearne reakcije, ako se radi o interakciji sa jezgrima.

Označimo sa n broj čestica koje nailaze na neki materijal. Neka je N broj atoma u jedinici zapremine toga materijala. Taj broj se mahom naziva gustina, iako treba imati u vidu da to nije isto što i obična gustina, jer je obična gustina količnik mase i zapremine, a N je količnik neimenovanog broja i zapremine. Dakle, N je prema svojoj prirodi recipročna vrednost zapremine. Zbog toga se može nazivati i brojna gustina atoma. Jedan deo čestica koje nailaze može stupiti u interakciju sa atomima materijala na koji nailaze. Ovde nećemo razlikovati priradu tih procesa, ali zbog preglednosti možemo zamisliti da se radi o sudarima. Prema tome, od nailazećih čestica izvestan broj će se sudariti sa atomima materijala na koji naidu. Takode nećemo za sada ulaziti u prikazivanje ma kakvog eksperimentalnog uređaja kojim bi se to konstatovalo. Glavno je da se može na neki način odrediti broj čestica koje se nisu sudarile, a to znači i broj čestica koje su se sudarile sa atomima (ili jezgrima) „mete”.

Označimo sada sa dn broj čestica koje su se sudarile na izvesnom putu dx . Taj put je u stvari izvestan deo debljine ili cela debljina materijala na koji mlaz nailazi.

Taj broj čestica koje su se sudarile proporcionalan je, pre svega, samom njihovom broju n , jer ukoliko ih je više, utoliko će se više njih i sudariti. Zatim je proporcionalan broju atoma u jedinici zapremine materijala na koji mlaz nailazi. Dakle,

$$dn \sim nNdx.$$

U ovoj relaciji može se uzeti i znak jednakosti, uz uslov da se uzme koeficijent proporcionalnosti. Označimo taj koeficijent sa σ .

Onda je

$$dn = \sigma nNdx. \quad (92,1)$$

Odmah se vidi da je dimenzija veličine σ površina, ili kvadrat dužine, jer su dn i n iste dimenzije, dimenzija N — recipročna vrednost zapremine, dx — dužina, ili

$$\sigma(=) \frac{1}{\frac{1}{3} \cdot l} = l^2. \quad (92,2)$$

Inače, ta veličina se definiše prema relaciji (92,1) i u sledećem obliku

$$\sigma = \frac{dn}{nN dx} \quad (92,3)$$

Broj čestica mlaza n može se odnositi na neku površinu na koju naidu i na neko vreme za koje naidu. Recimo, to može biti broj čestica koje u jedinici vremena naidu na jedinicu površine, što bi u stvari bio intenzitet mlaza. Onda bi se n moglo prikazivati i kao neki intenzitet ili struja I , što nije od bitnog značaja, jer je dn i n u svakom slučaju iste dimenzije.

No, ako se uzme da je n broj čestica koje u jedinici vremena nailaze na jedinicu površine, onda je $n(=) \frac{1}{l^2 t}$, pa imenilac u poslednjoj relaciji (92,3) predstavlja proizvod upadnih čestica po jedinici površine i u jedinici vremena i broja jezgara na prostoru iza jedinice površine, a na debljini dx .

Dakle,

$$\sigma = \frac{\text{broj procesa}}{S t} = \frac{\text{broj jezgara}}{S} \cdot \frac{\text{broj upadnih čestica}}{l^2 t} \quad (92,4)$$

Vidi se da ova veličina σ , koja ima dimenziju površine (kvadrata dužine), predstavlja prosečan broj procesa (za određenu reakciju) koji spadaju na jedno jezgro mete i na jednu česticu mlaza. To je istovremeno verovatnoća da se odgovarajući proces odigra, ali ipak ima dimenziju površine. Takođe se može reći da je σ verovatnoća da se proces odigra pri nailasku jedne čestice na jedinicu površine u 1 s i pod pretpostavkom da je jedno jezgro mete iza te jedinice površine (recimo iza 1 cm²) u 1 s. Ta veličina σ naziva se **e f e k t i v n i p r e s e k**. Red veličine σ iznosi oko 10⁻²⁶ cm² do 10⁻²² cm². Zato se kao jedinica uzima 10⁻²⁴ cm² po jezgru. Ta jedinica se naziva **b a r n**. Dakle

$$1 \text{ barn} = 10^{-24} \text{ cm}^2. \quad (92,5)$$

Ako se radi o običnim sudarima čestica sa jezgrom ili sa drugom česticom, onda se iz kinetičke energije zna da će sudar nastupiti ako čestica naiđe na površinu πd^2 , gde je d prečnik čestice — mete. Kako je $d \approx 10^{-13} - 10^{-12}$ cm, jasno je da je red veličine te efektivne površine u odnosu na jednu česticu baš oko jednog barna (10⁻²⁴ cm²). Ali, kada se radi o većem broju jezgara — meta, gde dolazi do izraza i „potiljni efekt”, onda efektivni presek ne odgovara maločas opisanoj geometrijskoj površini konkretno oko svakog jezgra. To je u stvari uopšte neka fiktivna površina koja se može uzeti u odnosu na pojedino jezgro materijala na koji čestice naidu. I to su razlozi da se veličina naziva „efektivni presek”.

Efektivni presek σ odnosi se na jedno jezgro, pa se zbog toga naziva **m i k r o s k o p s k i e f e k t i v n i p r e s e k**. Kako u jedinici zapremine ima N jezgara, može se izračunati i neki efektivni presek za sva jezgra u jedinici zapremine. Takav „presek” jednak je proizvodu σ i broja N . Obično se obeležava sa Σ (veliko sigma), a naziva se **m a k r o s k o p s k i e f e k t i v n i p r e s e k**.

Prema tome je

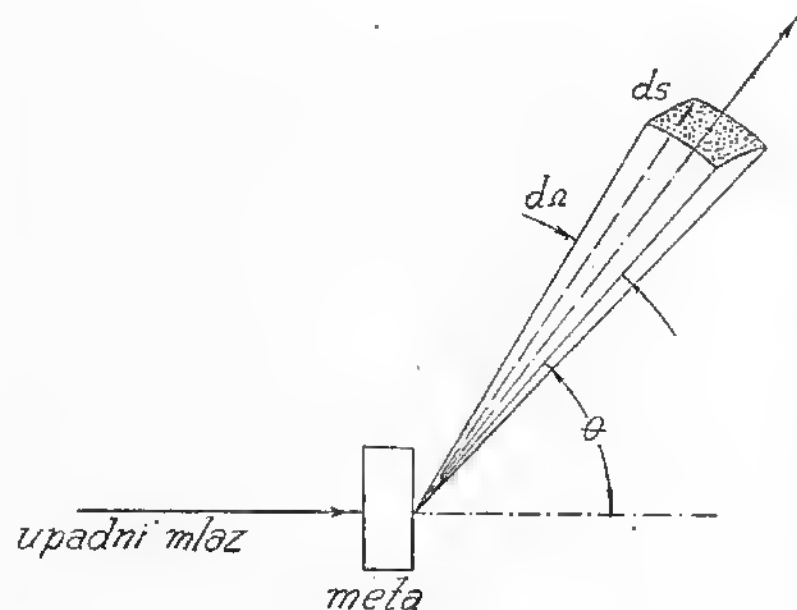
$$\Sigma = N\sigma. \quad (92,6)$$

Dimenzija makroskopskog efektivnog preseka je **r e c i p r o č n a v r e d n o s t d u ž i n e**.

Za sve vrste procesa može postojati i odgovarajući efektivni presek. U slučaju različitih nezavisnih procesa postaje za sve posebno odgovarajući $\sigma_1, \sigma_2, \sigma_3 \dots$, pa je ukupni efektivni presek jednak njihovom zbiru, odnosno

$$\sigma = \sigma_1 + \sigma_2 + \sigma_3 + \dots \quad (92,7)$$

Mikroskopski efektivni presek može se ilustrativno prikazati kao verovatnoća da se proces (sudar i sl.) odigra ako jedna čestica padne na tu istu jedinicu površine, što se lako vidi kada se sve odgovarajuće veličine u (92,3)



Sl. 92-1

i (92,4) uzmu kao jedinice. Razumljivo je da se to svodi na pojedinu česticu, dok se u stvari radi o mlazu čestica, pa može i meta biti veća ili manja od širine ili dometa samog mlaza čestica. Prema tome, u opštem slučaju takva ilustrativnost ne zadovoljava, jer je suviše uopštena.

Osim običnog mikroskopskog efektivnog preseka upotrebljava se i diferencijalni efektivni presek. Ta veličina se odnosi na uračunavanje ugaone raspodele čestica u raznim procesima. Uzmimo kao primer rastrkavanje (rasipanje čestica usled sudara). Neka mlaz čestica naiđe na neki materijal (metu) koji te čestice rastrkava (sl. 92-1).

Verovatnoća da se sudarom i rastrkavanjem čestica skrene u prostorni ugao $d\Omega$ pri vrednosti ugla θ obično se naziva diferencijalni efektivni presek.

Uopšte uzevši, diferencijalni efektivni presek može se definisati ovako:

$$\text{dif. ef. presek} = \frac{\text{broj čestica rastrkanih u } d\Omega \text{ pri } \theta}{\text{broj čestica koje su upale na cm}^2} \quad (92,8)$$

Sve se to računa u jedinici vremena, odnosno za isti vremenski interval.

Osim ove definicije postoji i druga definicija prema kojoj se uzima broj čestica koje skrenu ne u $d\Omega$ nego u jedinicu prostornog ugla. Nas interesuju prvenstveno slučajevi gde se radi o prostornom uglu, a ne o drugim veličinama, pa to dimenzionalno ne menja diferencijalni efektivni presek, jer je Ω u steradianima. Inače, kada bi se radilo o drugim veličinama i njihovim intervalima, onda bi pri takvim definicijama bile druge dimenzije za diferencijalni efektivni presek.

Mi ćemo ipak pod diferencijalnim efektivnim presekom smatrati verovatnoću skretanja u $d\Omega$ pri θ , a ne u jedinici prostornog ugla.

Obeležimo li ovde sa dn broj čestica koje se rastrkaju u $d\Omega$, sa n — broj čestica koje nailaze na metu, sa N — broj jezgara iza jedinice površine, sa dx — debljinu, onda će diferencijalni efektivni presek iznositi

$$\sigma(\theta, \varphi) d\Omega = \frac{dn}{nN dx}, \quad (92,9)$$

gde je

$$d\Omega = \sin \theta \, d\theta d\varphi.$$

Ovo je takođe verovatnoća da jedna čestica kroz jedinicu površine pri sudaru sa jednom česticom iza te površine skrene u $d\Omega$ za ugao θ .

Totalni mikroskopski efektivni presek dobiva se integriranjem diferencijalnog efektivnog preseka po φ i po θ , odnosno

$$\sigma = \int_{\varphi=0}^{\varphi=2\pi} \int_{\theta=0}^{\pi} \sigma(\theta, \varphi) \sin \theta d\theta d\varphi. \quad (92,10)$$

Ovo je verovatnoća za skretanje u ma kom pravcu.

Diferencijalni efektivni presek se označava i sa $d\sigma$, pa je

$$d\sigma = \sigma(\theta, \varphi) d\Omega \quad (92,11)$$

ili

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \sigma(\theta, \varphi). \quad (92,12)$$

Ovu veličinu neki nazivaju „stvarni” efektivni presek.

Ugaona raspodela čestica može se određivati i eksperimentalno pomoću detektora postavljenih pod raznim uglovima u odnosu na prvobitni pravac upadnih čestica.

Treba imati u vidu da se totalni efektivni presek dobiva iz diferencijalnog efektivnog preseka integriranjem po oba ugla, jer je diferencijal prostornog a ne običnog ugla. Takođe se može govoriti i o $\sigma(\theta)$, koje zavisi samo od θ , a dobiveno je integriranjem $d\sigma$ po φ , odnosno

$$\sigma(\theta) = \int_0^{2\pi} \sigma(\theta, \varphi) d\varphi. \quad (92,13)$$

§ 93. Skretanje α -čestice u polju atomskog jezgra. Rutherfordova formula

Različiti uglovi skretanja α -čestica prilikom bombardovanja tankih listića doveli su Rutherforda 1911. godine do njegovog čuvenog modela atoma sa jezgrom i okolnim elektronima. Naveli smo da je Bohr dao i uspešno razvio teoriju takvog modela.

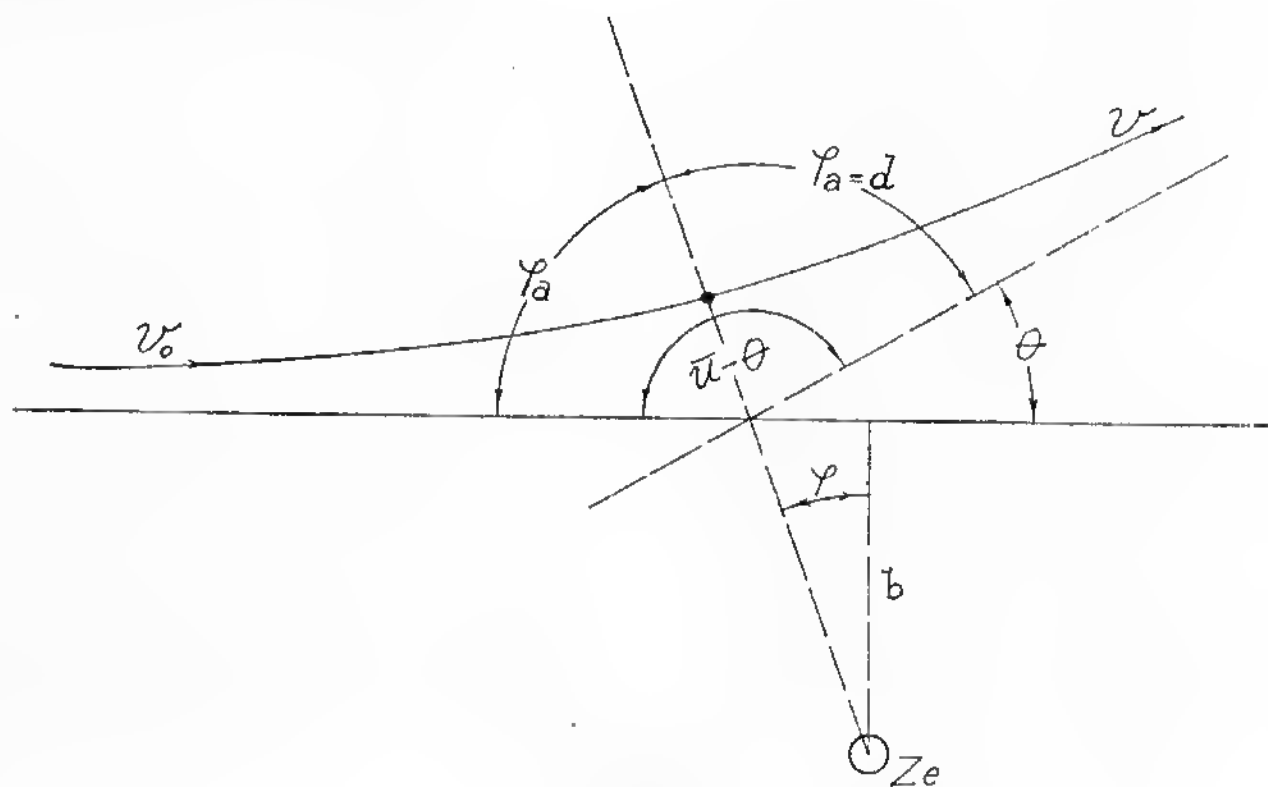
Rutherford je za kretanje i skretanje čestice u polju jezgra dobio i odgovarajuću jednačinu trajektorije. Pošto se tu radi o kretanju čestice u polju sa centralnim silama, jasno je da je trajektorija konični presek. S obzirom na pozitivno naelektrisanje i α -čestice i jezgra, centralna sila je repulsivna, pa je trajektorija hiperbola.

Sada ćemo izvesti i analizirati Rutherfordovu formulu za to kretanje.

Posmatrajmo česticu naelektrisanja ze (recimo alfa-česticu) koja brzinom v_0 naide blizu atomskog jezgra naelektrisanja Ze . Označimo sa b normalno ra-

stojanje od centra jezgra do prvobitnog pravca u kojem je čestica naišla (sl. 93-1). Ta veličina b se obično naziva parametar sudara.

Pretpostavimo da se jezgro ne kreće. Uzmimo njegov centar kao pol koordinatnog sistema. Označimo sa r rastojanje među česticom i centrom jezgra (polom), a sa θ — ugao skretanja čestice. Skretanje će pri pozitivnom naelektrisanju railazeće čestice biti u smislu odbijanja čestice. Označimo dalje sa φ polarni ugao u odnosu na proizvoljnu osu (ovde normalnu na prvobitnom pravcu kretanja čestice). Uticaj elektrona se zanemaruje zbog male mase. Pretpostavlja se da dejstvuje samo elektrostatička sila.



Sl. 93-1.

Poći ćemo od jednačina za energiju i moment količine kretanja. Jednačina energije glasi

$$\frac{mv_0^2}{2} = \frac{mv^2}{2} + \frac{Zze^2}{r}, \quad (93,1)$$

gde je m masa čestice koja nailazi.

Najbliži položaj je za $v = 0$ i iznosi

$$r_0 = \frac{2Zze^2}{mv_0^2}. \quad (93,2)$$

Ovo rastojanje iznosi oko $10^{-13} - 10^{-12}$ cm. Tako, na primer, alfa-čestica ostaje izvan nuklearnog radijusa pod uticajem Coulombove sile.

Jednačina momenta količine kretanja glasi

$$mv_0 b = mvr = mr \cdot r\omega = mr^2 \dot{\varphi}. \quad (93,3)$$

Odavde je

$$\dot{\varphi} = \frac{bv_0}{r^2}. \quad (93,4)$$

U polarnim koordinatama brzina iznosi

$$v^2 = \dot{r}^2 + r^2 \dot{\varphi}^2, \quad (93,5)$$

pa jednačina za energiju glasi

$$v_0^2 = \dot{r}^2 + r^2 \dot{\varphi}^2 + \frac{2Zze^2}{mr}. \quad (93,6)$$

Kako je

$$\dot{r} = \frac{dr}{dt} = \frac{dr}{d\varphi} \frac{d\varphi}{dt} = \dot{\varphi} \frac{dr}{d\varphi},$$

biće

$$\begin{aligned} v_0^2 &= \dot{\varphi}^2 \left(\frac{dr}{d\varphi} \right)^2 + r^2 \cdot \frac{b^2 v_0^2}{r^4} + \frac{2Zze^2}{mr}, \\ v_0^2 &= \frac{b^2 v_0^2}{r^4} \left(\frac{dr}{d\varphi} \right)^2 + \frac{b^2 v_0^2}{r^2} + \frac{2Zze^2}{mr}, \\ \frac{1}{b^2} &= \frac{1}{r^4} \left(\frac{dr}{d\varphi} \right)^2 + \frac{1}{r^2} + \frac{2Zze^2}{mb^2 v_0^2 r}. \end{aligned} \quad (93,7)$$

Ovo je diferencijalna jednačina putanje.

Stavimo

$$\frac{1}{r} = u \quad \text{i} \quad dr = -\frac{du}{u^2},$$

pa se dobiva

$$\left(\frac{du}{d\varphi} \right)^2 + u^2 + \frac{r_0}{b^2} u = \frac{1}{b^2}. \quad (93,7')$$

Reši se po funkciji od φ , odnosno

$$\begin{aligned} \left(\frac{du}{d\varphi} \right)^2 &= \frac{1}{b^2} - \left(u + \frac{r_0}{2b^2} \right)^2 + \frac{r_0^2}{4b^4}, \\ \frac{d\varphi}{du} &= \frac{1}{\pm \sqrt{\frac{1}{b^2} + \frac{r_0^2}{4b^4} - \left(u + \frac{r_0}{2b^2} \right)^2}}. \end{aligned}$$

Oдавде se reši po φ :

$$\varphi - \varphi_0 = \int \frac{du}{\pm \sqrt{\frac{1}{b^2} + \frac{r_0^2}{4b^4} - \left(u + \frac{r_0}{2b^2} \right)^2}}.$$

Stavimo

$$u + \frac{r_0}{2b^2} = \sqrt{\frac{1}{b^2} + \frac{r_0^2}{4b^4}} \cdot x,$$

$$du = \sqrt{\frac{1}{b^2} + \frac{r_0^2}{4b^4}} dx,$$

$$\varphi - \varphi_0 = \arcsin x = -\arccos x,$$

ili

$$\cos \varphi = \frac{u + \frac{r_0}{2b^2}}{\sqrt{\frac{1}{b^2} + \frac{r_0^2}{4b^4}}} \quad (93,8)$$

Odatve je

$$\frac{1}{r} = \cos \varphi \sqrt{\frac{1}{b^2} + \frac{r_0^2}{4b^4}} - \frac{r_0^2}{2b^2},$$

ili

$$r = \frac{\frac{2b^2}{r_0}}{1 - \frac{2b^2}{r_0} \sqrt{\frac{1}{b^2} + \frac{r_0^2}{4b^4}} \cdot \cos \varphi} \quad (93,9)$$

Ovo je jednačina hiperbole sa

$$\frac{2b^2}{r_0} = p, \quad \sqrt{1 + \frac{4b^2}{r_0^2}} = \epsilon$$

ili

$$r = \frac{p}{1 - \epsilon \cos \varphi}.$$

Označimo sa φ_a ugao između asimptote i glavne ose hiperbole. Zna se da je

$$\cos \varphi_a = \frac{1}{\epsilon} = \frac{r_0}{\sqrt{r_0^2 + 4b^2}} \quad (93,10)$$

Dalje je

$$\theta = \pi - 2\varphi_a,$$

pa je

$$\varphi_a = \frac{\pi}{2} - \frac{\theta}{2} \quad (93,11)$$

Verovatnoća da čestica uđe u interval ugla θ , $\theta + d\theta$ znači da čestica treba da uleti u prsten $2\pi b db$. To je u stvari diferencijalni efektivni presek, odnosno

$$d\sigma = 2\pi b db = 2\pi b \frac{db}{d\theta} d\theta. \quad (93,12)$$

Prema (93,10) i (93,11) biće

$$b = \frac{r_0}{2} \cotg \frac{\theta}{2}.$$

Onda je apsolutna vrednost efektivnog preseka

$$d\sigma = 2\pi \cdot \frac{r_0}{2} \cotg \frac{\theta}{2} \cdot \frac{r_0}{2} \cdot \frac{1}{\sin^2 \frac{\theta}{2}} \cdot \frac{d\theta}{2} \quad (93,13)$$

Odavde je

$$d\sigma = \pi \frac{r_0^2}{4} \cdot \frac{\cos \frac{\theta}{2}}{\sin^3 \frac{\theta}{2}} d\theta = \frac{2\pi \sin \theta d\theta \cdot r_0^2 \cos \frac{\theta}{2}}{8 \sin \theta \sin^3 \frac{\theta}{2}} = \frac{r_0^2 \cos \frac{\theta}{2} \cdot d\Omega}{8 \sin \theta \sin^3 \frac{\theta}{2}},$$

ili definitivno

$$d\sigma = \frac{r_0^2}{16 \sin^4 \frac{\theta}{2}} \cdot d\Omega. \quad (93,14)$$

Ovo je tražena Rutherfordova formula za efektivni presek pri elastičnom sudaru čestice naelektrisanja ze sa jezgrom (česticom) naelektrisanja Ze . Zamenom r_0 prema (2) dobiće se

$$d\sigma = \frac{1}{16} \cdot \left(\frac{2Ze^2}{mv_0^2} \right)^2 \cdot \frac{1}{\sin^4 \frac{\theta}{2}} d\Omega. \quad (93,15)$$

Verovatnoća da čestica skrene u jedinični prostorni ugao pri uglu θ , odnosno „stvarni” efektivni presek ima sledeću vrednost

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{1}{16} \left(\frac{2Ze^2}{mv_0^2} \right)^2 \cdot \frac{1}{\sin^4 \frac{\theta}{2}}. \quad (93,15')$$

§ 94. Veličina atomskog jezgra

Minimalno rastojanje do kojeg α -čestica u Rutherfordovom bombardovanju dospe može se smatrati izvesnom merom za veličinu atomskog jezgra, odnosno za poluprečnik jezgra, bar po redu veličine. Uzmimo da je bombardovano zlato ($Z = 79$) α -česticom brzine $v = 2 \cdot 10^9 \frac{\text{cm}}{\text{s}}$.

Prema tim podacima i poznatim numeričkim vrednostima za odgovarajuće veličine dobiće se iz (93,2)

$$r_0 = \frac{2Ze^2}{m_r \cdot v^2} = \frac{2 \cdot 79 \cdot 2 \cdot 4,80^2 \cdot 10^{-20}}{4 \cdot 1,67 \cdot 10^{-24} \cdot 4 \cdot 10^{18}} \text{ cm} \approx 27,25 \cdot 10^{-13} \text{ cm}. \quad (94,1)$$

Ovaj podatak pokazuje da se red veličine toga rastojanja kreće oko 10^{-12} cm. Ako je jezgro lakših elemenata, izlazi svega nekoliko fermija (oko $5 \cdot 10^{-13}$ cm). U odnosu na poluprečnik atoma, koji iznosi oko pola angstrema (ili 1 angstrom), ovo rastojanje je oko deset hiljada puta manje od njega. I to je jedna od ubedljivih potvrda Rutherfordovog shvatanja da atomsko jezgro zauzima nesrazmerno mali deo prostora, koji zauzima atom u celini.

Eksperimentalno je utvrđeno da su nukleoni (protoni i neutroni) u jezgru raspoređeni uglavnom sa istom gustinom u svim jezgrima. To znači da je broj nukleona u jezgru proporcionalan masenom broju A .

Onda je poluprečnik jezgra proporcionalan trećem korenu iz A , ili

$$R = R_0 \sqrt[3]{A}. \quad (94,2)$$

Dužina R_0 naziva se jedinični poluprečnik jezgra ili jedinični nuklearni poluprečnik. Možda R_0 ima nešto različite vrednosti za razna A , ali se ipak smatra da se može uzeti kvantitativno. Vrednost mu je oko jednog fermija. Postoji više metoda za tačno eksperimentalno određivanje R_0 . Jedan rezultat je

$$R_0 = 1,5 \cdot 10^{-13} \text{ cm.} \quad (94,3)$$

To se smatra i akcionim radijusom nuklearnih sila.

Drugi rezultat je

$$R_0 = 1,2 \cdot 10^{-13} \text{ cm.} \quad (94,4)$$

Ova vrednost se naziva „elektromagnetski poluprečnik jezgra”.

Postoje i vrednosti

$$R_0 = 1,3 \cdot 10^{-13} \text{ cm} \quad (94,5)$$

i

$$R_0 = 1,4 \cdot 10^{-13} \text{ cm,} \quad (94,6)$$

a takođe i

$$R_0 = 1,45 - 1,48 \cdot 10^{-13} \text{ cm.} \quad (94,7)$$

Sve ove vrednosti su dobivene uz precizna merenja raštrkavanja raznih čestica i interakcija. Glavno je da sva merenja daju isti red veličine, bez obzira na neznatna odstupanja od $1,2 - 1,5$ fermija.

Sa ovim vrlo važnim podatkom lako je odrediti poluprečnik jezgra raznih elemenata. S druge strane, ovi rezultati pokazuju kako je fantastično velika gustina jezgra. Uzmimo ma koji element, recimo zlato, za koje je $A = 197$. Lako je prema gustini (oko $19 \frac{\text{g}}{\text{cm}^3}$) i broju atoma u jednom molu izračunati koliko je atoma u 1 cm^3 . Njihov broj iznosi oko $6 \cdot 10^{22}$.

Kako jedno jezgro atoma zlata zauzima zapreminu

$$V_1 = \frac{4}{3} \pi \cdot R_0^3 \cdot A = \frac{4}{3} \pi \cdot 1,4^3 \cdot 10^{-39} \cdot 197 \text{ cm}^3 = 2,26 \cdot 10^{-36} \text{ cm}^3,$$

onda će $6 \cdot 10^{22}$ jezgara zauzeti zapreminu

$$V = 6 \cdot 10^{22} \cdot \frac{4}{3} \pi \cdot 1,4^3 \cdot 10^{-39} \cdot 197 \text{ cm}^3 = 13,59 \cdot 10^{-14} \text{ cm}^3.$$

Ovaj približni rezultat pokazuje da jezgro zauzima svega $0,736 \cdot 10^{12}$ -ti deo zapremine, a to je zaista neznatan deo od celokupne zapremine.

Oдавде izlazi da je gustina jezgra

$$\rho = 1,45 \cdot 10^{13} \frac{\text{g}}{\text{cm}^3} \approx 10^{11} \frac{\text{kg}}{\text{cm}^3}, \quad (94,8)$$

što predstavlja neobično veliku vrednost (v. takođe § 91).

Ova veličina je uglavnom istog reda za jezgra svih elemenata. Dakle, oko sto milijardi kilograma u jednom kubnom centimetru.

§ 95. Energija veze jezgra

Utvrđeno je da masa jezgra nije jednaka običnom zbiru masa njegovih sastavnih delova. Kada se sabere mase svih protona i neutrona od kojih je sastavljeno neko jezgro, onda će taj zbir masa ili ukupna masa biti veća od mase jezgra. Zbog toga je i energija složenog jezgra manja od zbira energija njegovih nukleona, kad

se uzmu kao slobodni, nepovezani. Ako se želi da se jedno atomsko jezgro razloži na njegove protone i neutrone (pojedinačne nukleone), onda je potrebno izvršiti izvestan rad. Taj rad je i kvantitativno određen. On je jednak onoj energiji koja povezuje nukleone. Ta energija se naziva energija veze jezgra ili vezivna energija jezgra.

Ako sa m označimo masu atoma, sa m_H — masu atoma vodonika, sa m_n — masu neutrona, onda važi relacija

$$m = Zm_H + (A - Z)m_n. \quad (95,1)$$

Označimo energiju veze sa W , pa će biti

$$W = \{[Zm_H + (A - Z)m_n] - m\} 931,16. \quad (95,2)$$

Odgovarajuće jedinice za energiju veze W dobivaju se prema jedinicama za masu.

Uglavnom je uobičajeno da se energija veze izražava u MeV, a masa u ajni.

Iako su nepoželjni numerički, parazitski koeficijenti u relacijama sa veličinama, ipak ćemo se služiti i takvim relacijama u kojima će biti naznačene jedinice za pojedine veličine. Takvim postupkom se izraz za energiju veze (95,2) može napisati i u sledećem obliku

$$W = 931,16 \{[1,0081451 Z + (A - Z) \cdot 1,0089860] - m\} \text{ MeV}, \quad (95,3)$$

gde je m izraženo u atomskim jedinicama mase.

Napominjemo da slične postupke u opštim izlaganjima treba izbegavati, jer je odgovarajuće numeričke zamene lako izvršiti u pojedinim jedinicama ili sistemima jedinica.

Ovde je važno poznavati masu pojedinih atoma, odnosno jezgara.

Za energiju veze postoji semiempirijska formula, koja je zasnovana na izvesnim pretpostavkama o strukturi i svojstvima jezgra.

Pre svega, polazi se od pretpostavke da je model jezgra kapljica nestišljive supstancije (kao neke tečnosti) sa ravnomerno raspoređenom gustinom. Kao što ćemo pokazati kasnije, postoje i drugi modeli atoma, ali je u izvođenju formule za energiju veze, odnosno za masu jezgra, pogodno poći baš od toga modela.

Energija veze može se prikazati kao zbir nekoliko članova, koji se odnose na odgovarajuće interakcije.

1) Prvi član se može uzeti kao energija zbog interakcije među česticama, uglavnom susednim. To je i najveći član, kojim se uračunava ukupnost te energije, odnosno uz odgovarajući faktor ukupna masa jezgra. Taj član je proporcionalan zapremini jezgra, a zapremina je proporcionalna masenom broju A . Označimo li taj član sa W_1 , biće

$$W_1 = \alpha_1 A. \quad (95,4)$$

Konstanta α_1 izračunava se empirijski prema rezultatima raznih eksperimenata. Ona prikazuje neku vrstu „zapreminske” energije. Ovde je energija veze uračunata za sve nukleone $Z + N = A$. Međutim, od tog ukupnog iznosa energije treba oduzeti izvesne članove, pomoću kojih se uračunavaju određene interakcije i drugih oblika od W_1 , koja je nuklearne, još nedovoljno istražene prirode.

2) Drugi način predstavlja korekciju zbog interakcije površinskih nukleona. Prirodno je pretpostaviti da na pojedini nukleon unutar jezgra deluje više sila i nukleona nego na pojedini nukleon koji se nalazi na površini jezgra. Jednostavno, oni nukleoni koji su na površini imaju u svojoj neposrednoj okolini manje nukleona nego nukleoni unutar jezgra. Zbog toga se i smanjuje energija veze W_1 za taj korekcionni član. Taj član je proporcionalan površini jezgra. Kako je polu-

prečnik jezgra proporcionalan trećem korenu iz masenog broja, to će korekcionni član na površinsku interakciju biti proporcionalan sa $A^{2/3}$. Označi li se sa W_2 , biće

$$W_2 = \alpha_2 A^{2/3}. \quad (95,5)$$

U lakim jezgrima se skoro svi nukleoni nalaze na površini, dok se u teškim jezgrima na površini nalazi nešto oko polovine broja nukleona.

Ovaj korekcionni član je negativan (ili ga treba oduzeti od W_1), a konstanta α_2 se izračunava uglavnom prema rezultatima eksperimenta, odnosno empirijski. W_2 se ponekad naziva i „površinska energija” ili „površinski napon”.

3) Elektrostatička energija protonâ takode zahteva jedan korekcionni član.

Može se smatrati da su i protoni ravnomerno raspoređeni po zapremini jezgra, pa se jezgro može smatrati ravnomerno naelektrisanom loptom, sa količinom elektriciteta Ze . Neka je poluprečnik jezgra R . Za izračunavanje te elektrostatičke energije može se poći od izraza za jačinu električnog polja. U jezgra na rastojanju r od centra, prema takvoj raspodeli, to polje će iznositi

$$E_{\text{unutar}} = E_1 = \frac{q}{r^2}. \quad (95,6)$$

Kako je $q : Ze = r^3 : R^3$, biće

$$q = \frac{Ze r^3}{R^3},$$

ili

$$E_1 = \frac{Ze r^3}{R^3}. \quad (95,7)$$

Izvan jezgra jačina polja iznosi

$$E_{\text{spolja}} = E_2 = \frac{Ze}{\rho^2}, \quad (95,8)$$

gde je ρ intenzitet vektora položaja izvan jezgra.

Element zapremine je

$$dV = 4\pi r^2 dr, \text{ odnosno } 4\pi \rho^2 d\rho,$$

u zavisnosti od toga da li je unutra ili spolja, prema usvojenim oznakama.

Onda je elektrostatička energija u CGS stat C-sistemu

$$W_3 = \frac{1}{8\pi} \int (E_1^2 + E_2^2) dV = \frac{1}{8\pi} \left[\int_0^R \frac{Ze^2}{R^6} \cdot r^2 \cdot 4\pi r^2 dr + \int_R^\infty \frac{(Ze)^2}{\rho^4} \cdot 4\pi \rho^2 d\rho \right] = \frac{3}{5} \frac{Z^2 e^2}{R}.$$

Dakle

$$W_3 = \frac{3}{5} \frac{(Ze)^2}{R}. \quad (95,9)$$

Kako je $R = R_0 A^{1/3}$, biće

$$W_3 = \frac{3}{5} \cdot \frac{e^2}{R_0} \cdot \frac{Z^2}{A^{1/3}} = \alpha_3 \frac{Z^2}{A^{1/3}}. \quad (95,10)$$

I ovaj član treba oduzeti od W_1 , jer se protoni međusobno odbijaju.

4) Korekcija za broj nesparenih nukleona. Smanjenje energije veze W_1 nastaje i zbog viška neutrona nad protonima u jezgri. Naziva se i „energija asimetrije”.

Dok se W_2 i W_3 objašnjavaju kao efekti klasičnih interakcija, dotle se ovaj iznos energije objašnjava samo pomoću kvantne teorije, odnosno kao kvantno-mehanički efekt.

Teška jezgra sadrže veći broj neutrona nego protona. U pogledu stabilnosti jezgra taj višak neutrona se objašnjava kao neka vrsta kompenzacije odbojnih sila među protonima. Kada bi u teškim jezgrima bilo neutrona koliko i protona, onda privlačne sile među neutronima i sile među neutronima i protonima ne bi bile dovoljno jake da savladaju i uravnoteže elektrostatičke sile kojima se protoni međusobno odbijaju.

Kvalitativno objašnjenje te korekcije može biti otprilike ovako. Ako se uzme u jezgri Z protona i Z neutrona, onda će sve te čestice zauzeti najniža energetska stanja. Ako se zatim doda jedan neutron, on će zauzeti neko kvantno stanje, koje nije bilo zauzeto pre njegovog nailaska. Takvo stanje imaće veću kinetičku energiju i manju potencijalnu energiju od stanja koja su već zauzeta prethodnim protonima i neutronima. Kako je energija veze pojedinog nukleona razlika između njegove potencijalne i kinetičke energije, onda će taj suvišni neutron imati manju energiju veze nego onih Z protona i Z neutrona. Slično se događa i za slučaj jednog novog protona.

Prema tome, za višak od $N-Z$ neutrona to smanjenje energije veze ne zavisi od njegovog znaka, tj. važan je broj $(N-Z)$. Manjak energije zbog toga viška neutrona proporcionalan je tome višku i odnosu zapremine koju ti neutroni zauzimaju, i ukupne zapremine jezgra, tj. odnosu toga viška i masenog broja. Označi li se taj član sa W_4 , biće

$$W_4 = \alpha_4 \frac{(N-Z)^2}{A} = \alpha_4 \frac{(A-2Z)^2}{A}. \quad (95,11)$$

Koeficijent α_4 takode se određuje prema eksperimentalnim podacima.

Naravno, i ovaj član treba oduzeti od W_1 ili ga treba smatrati negativnim pri sabiranju.

5) Najzad, treba uzeti u obzir i još jedan član koji se odnosi na efekte parnog i neparnog broja nukleona. U dosadašnjim korekcionim članovima nije uziman u obzir spin nukleona. Zbog toga nuklearne sile među nukleonima zavise i od toga da li je ukupan broj nukleona paran ili neparan.

Popravka zbog tih efekata uzima se na sledeći način. Za neparno A usvojeno je da ta popravka bude jednaka nuli. Za parno Z i parno N uzima se kao pozitivna veličina, a za neparno Z i neparno N kao negativna veličina.

Označi li se sa W_5 , biće

$$\begin{aligned} W_5 &= 0 \text{ za neparno } A, \\ W_5 &> 0 \text{ za parno } Z \text{ i parno } N, \\ W_5 &< 0 \text{ za neparno } Z \text{ i neparno } N. \end{aligned}$$

Ovaj član se označava i sa δ , ali mahom u izrazu za masu. Inače, ako se uzme u izrazu za energiju veze, onda treba imati u vidu odgovarajući faktor zbog povezanosti mase i energije.

Prema izloženim članovima i njihovim vrednostima dobiva se formula za energiju veze atomskog jezgra u obliku

$$W = \alpha_1 A - \alpha_2 A^{2/3} - \alpha_3 \frac{Z^2}{A^{1/3}} - \alpha_4 \frac{(A-2Z)^2}{A} \mp W_5. \quad (95,12)$$

Prema relacijama (95,2) i (95,12) dobiće se i izraz za masu jezgra u obliku

$$m(Z, A) = Zm_H + (A - Z)m_n - a_1 A + a_2 A^{2/3} + a_3 \frac{Z^2}{A^{1/3}} + a_4 \frac{\left(\frac{1}{2}A - Z\right)^2}{A} \pm \delta, \quad (95,13)$$

gde su uzete konstante a prema konstantama α uz odgovarajuće faktore pretvaranja.

Ovo je semiempirijska formula za masu jezgra, odnosno atoma.

Iz vrednosti za masu za stabilne elemente, a posle prethodnog diferenciranja i stavljanjem $\frac{\partial m}{\partial Z} = 0$, dobiće se

$$Z = \frac{A}{1,98 + 0,0155 A^{2/3}}. \quad (95,14)$$

Empirijskim određivanjem i izračunavanjem dobivene su vrednosti i za konstante α , odnosno a . Te vrednosti nisu iste u svim određivanjima. Ovde navodimo vrednosti dobivene u novije vreme:

$$\left. \begin{aligned} \alpha_1 &= 14,1 \text{ MeV}, \\ \alpha_2 &= 13 \text{ MeV}, \\ \alpha_3 &= 0,595 \text{ MeV}, \\ \alpha_4 &= 19 \text{ MeV}. \end{aligned} \right\} \quad (95,15)$$

Osim toga, u jednačini (13) za masu poslednji član iznosi

$$\left. \begin{aligned} \delta &= -\frac{0,036}{A^{3/4}} \text{ za parno } A \text{ uz parno } Z \text{ i parno } N, \\ \delta &= +\frac{0,036}{A^{3/4}} \text{ za parno } A \text{ uz neparno } Z \text{ i neparno } N. \end{aligned} \right\} \quad (95,16)$$

Onda energija veze iznosi u megaelektronvoltima

$$\begin{aligned} W &= 14,1 A - 13 A^{2/3} - 0,595 \frac{Z^2}{A^{1/3}} - 76 \frac{\left(\frac{1}{2}A - Z\right)^2}{A} \mp \\ &\mp \frac{931,16 \cdot 0,036}{A^{3/4}}. \end{aligned} \quad (95,17)$$

Kada je poznata masa m u (95,3), onda je prema istoj relaciji lako izračunati energiju veze. Naravno, ta masa m se nalazi izračunata u tablicama, a na osnovu navedenih i sličnih formula za masu.

Kao primer izračunaćemo energiju veze atoma (jezgra) aluminijuma 27. Redni broj $Z = 13$. Maseni broj $A = 27$.

Prema podacima iz tablica, masa atoma ${}_{13}\text{Al}^{27}$ iznosi

$$m = 26,99008 \text{ ajm.}$$

Onda je prema formuli (95,3)

$$W = 931,16(13 \cdot 1,008145 + 14 \cdot 1,008986 - 26,99008) \text{ MeV} \approx 225 \text{ MeV.}$$

Ovde nismo izračunali masu m prema navedenim semiempirijskim formulama. Inače, i prema njima bismo dobili skoro istu vrednost.

Napominjemo da su vrednosti ove energije nešto različite ako se uzmu različite postojeće vrednosti za masu neutrona, atoma vodonika (protijuma) i za ekvi-

valent ajm i MeV. Ali, to se i mora menjati stalnim usavršavanjem tehnike određivanja masa i raznih konstanti, koje se nalaze u odgovarajućim formulama.

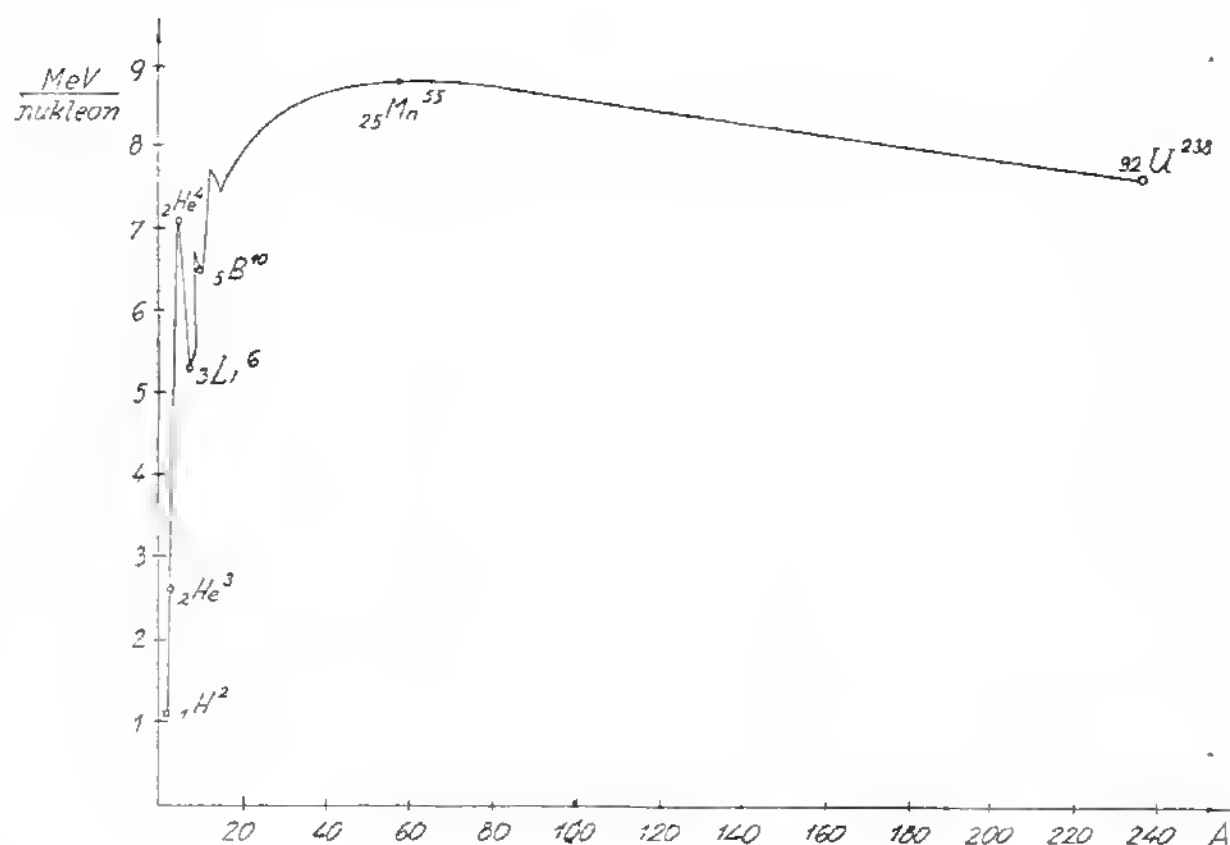
Smatra se da nukleon u jezgru ima i kinetičku energiju. Onda je potencijalna energija nukleona u nepobuđenom jezgru (u jezgru bez eksitacije) jednaka zbiru energije veze toga nukleona i kinetičke energije toga nukleona. Ako iz pobuđenog jezgra izleti nukleon, onda jedan deo prvobitne kinetičke energije ode na savlađivanje veze toga nukleona sa jezgrom, a jedan deo ostane kao kinetička energija toga nukleona pošto izleti iz jezgra.

Prema tome, kada iz nekog jezgra izleti neka čestica sa određenom kinetičkom energijom, onda je jasno da je u tom procesu energija eksitacije jezgra smanjena za kinetičku energiju te čestice i energiju veze te čestice sa jezgrom.

Prilikom izračunavanja i eksperimentalnog određivanja energije veze elektrona u atomu i nukleona u atomskom jezgru ispostavilo se da je mnogo veća razlika između energija veze pojedinih elektrona u jednom atomu nego između energija veze pojedinih nukleona u jezgru. To se može dokazati i jednostavnim izračunavanjem na ma kom primeru.

To istovremeno pokazuje da je sasvim opravdano govoriti o srednjoj energiji veze nukleona, jer su odstupanja prave energije veze od te vrednosti relativno mala. Kada bi se tražila srednja energija veze elektrona u atomu, onda bi odstupanja prave energije veze pojedinih elektrona bila relativno vrlo velika u odnosu na tu srednju vrednost.

Vrednosti energije veze po nukleonu za elemente u funkciji od masenog broja A nanese su na sl. 95-1.



Sl. 95-1

Pre svega se uočava da ne postoji neka pravilnost glatke linije, za koju bi se dobila odgovarajuća podesna jednačina. No, ipak, grafik ima oblik blizu oblika glatke linije.

Energija veze po nukleonu povećava se naglo u domenu lakih elemenata. Uočava se da do $A = 28$ postoje oštri vrhovi (šiljci), koji se odnose upravo na one elemente sa brojem nukleona deljivim sa 4 (npr. He^4 , C^{12} , O^{16} , Si^{28}). Tu je veza

najjača, a tamo je i Z parno i N parno, pa i $N = Z$. To se može objasniti pomoću Paulievog principa, primenjenog na jezgro, o čemu će odmah biti govora u § 96. Krivulja ima široki maksimum oko $A = 60$, a takvo su gvožđe, nikal i kobalt.

Tu je $\frac{W}{A} \approx 8,7 - 8,8 \frac{\text{MeV}}{\text{nukleon}}$. Posle toga krivulja postepeno pada prema teškim

elementima, ali samo do $7,3 \frac{\text{MeV}}{\text{nukleon}}$ za U^{238} .

Među lakim jezgrima jezgro helijuma ima najveću energiju veze po nukleonu (oko $7,0 \frac{\text{MeV}}{\text{nukleon}}$). Zbog toga je jezgro helijuma vrlo stabilno. Smatra

se da bi helijuma na Zemlji bilo u vrlo velikim količinama kada bi Zemljino gravitaciono polje bilo dovoljno jako da ga zadrži. Njegovi atomi dobivaju veliku kinetičku energiju, pa lako napuste to polje. Hemijski je plemenit element, te se ne sjedinjuje kao ostali laki gasovi, recimo kao vodonik.

Sledeća tablica pokazuje energije veze za atome (jezgra) nekih elemenata. Izračunavanja su vršena prema formulama, koje su sasvim slične ili istovetne sa maločas navedenim i izvedenim formulama.

Tablica 95-I

Izotop	Masa—ajm	Energija veze MeV	Energija veze po nukleonu MeV
${}^1_1\text{H}^1$	1.008145	—	—
${}^2_1\text{H}^2$	2.014741	2.22	1.11
${}^3_1\text{H}^3$	3.01699	8.49	2.83
${}^3_2\text{He}^3$	3.01698	7.70	2.57
${}^4_2\text{He}^4$	4.00387	28.30	7.04
${}^7_3\text{Li}^7$	7.01822	39.22	5.60
${}^{10}_4\text{B}^{10}$	10.01613	65.50	6.55
${}^{12}_6\text{C}^{12}$	12.003816	92.05	7.67
${}^{14}_7\text{N}^{14}$	14.007526	104.5	7.46
${}^{16}_8\text{O}^{16}$	16.000000	127.20	7.95
${}^{17}_8\text{O}^{17}$	17.004536	131.8	7.75
${}^{18}_8\text{O}^{18}$	18.004884	138.9	7.71
${}^{19}_9\text{F}^{19}$	19.004443	147.7	7.76
${}^{23}_{11}\text{Na}^{23}$	22.997091	186.6	8.11
${}^{24}_{12}\text{Mg}^{24}$	23.992671	198.0	8.24
${}^{27}_{13}\text{Al}^{27}$	26.990111	224.8	8.33
${}^{28}_{14}\text{Si}^{28}$	27.985821	236.2	8.44
${}^{52}_{24}\text{Cr}^{52}$	51.9569	453.0	8.71
${}^{84}_{36}\text{Kr}^{84}$	83.9382	731.5	8.71
${}^{132}_{54}\text{Xe}^{132}$	131.9462	1112	8.44
${}^{153}_{63}\text{Eu}^{153}$	152.9692	1268	8.29
${}^{200}_{80}\text{Hg}^{200}$	200.0313	1580	7.90
${}^{208}_{82}\text{Pb}^{208}$	208.041	1636	7.87
${}^{235}_{92}\text{U}^{235}$	235.117	1784	7.60
${}^{238}_{92}\text{U}^{238}$	238.125	1803	7.58

Iz izloženog se jasno vidi da prava masa atoma odstupa od celog broja A atomskih jedinica mase. To odstupanje je različito za različite elemente. Ono se obično prikazuje naročitim koeficijentom, koji pokazuje odnos tog odstupanja i masenog broja A . Obično se označava sa P , pa je

$$P = \frac{m - A}{A} \quad (95,18)$$

Ovaj odnos se naziva koeficijent upakovanosti ili koeficijent pakovanja.

Odavde je

$$m = A(1 + P). \quad (95,19)$$

Lako je prikazati promenu ove veličine P u funkciji od A . Očigledno je da za O^{16} taj koeficijent ima vrednost jednaku nuli.

§ 96. Momenti atomskog jezgra

Ispostavilo se da se i protoni i neutroni kao sastavne čestice atomskog jezgra kreću na izvestan način u samom jezgru. Zbog toga kretanja atomsko jezgro ima određeni moment količine kretanja (ugaoni moment). Osim toga, otkriveno je da pojedine od tih čestica imaju spin, tj. sopstveni moment količine kretanja (sopstveni ugaoni moment) i sopstveni magnetski moment. Dakle, i pojedine čestice i jezgro u celini imaju i ugaone momente i magnetske momente.

Način prikazivanja stanja kretanja pojedinih nukleona i jezgra u celini sličan je već navedenim načinima za atom i elektrone u atomu. Na molekule se, prema tome, primenjuje kvantna teorija, posmatrajući ih sa odgovarajućom potencijalnom energijom.

Svaki nukleon se, prema tome, može karakterisati pomoću odgovarajućih kvantnih brojeva:

1) Glavni kvantni broj n , koji, kao što je poznato za atom i elektrone, ima vrednosti $n = 1, 2, 3, \dots$

2) Orbitni kvantni broj l , kojim se prikazuje orbitni moment količine kretanja, ima vrednost $l = 0, 1, 2, \dots, n - 1$.

3) Magnetski orbitni kvantni broj m_l predstavlja kvantni broj kojim se prikazuje projekcija orbitnog momenta količine kretanja na određeni pravac, koji je uglavnom pravac magnetskog polja. Njegove vrednosti su: $m_l = l, l - 1, l - 2, \dots, 2, 1, 0, -1, -2, \dots, -(l - 1), -l$. On ima $(2l + 1)$ vrednosti (sve vrednosti $\pm l$ i 0).

4) Magnetski kvantni broj spina m_s , kojim se prikazuje projekcija mehaničkog momenta spina (ili, kako se često kaže, spina) na pravac magnetskog polja, ima za čestice sa spinom od $\frac{\hbar}{2}$ samo dve vrednosti: $+\frac{1}{2}$ i $-\frac{1}{2}$. Taj broj odgovara kvantnom broju spina s , koji za proton, neutron i elektron ima vrednost $\frac{1}{2}$. Dakle, $s_p = s_n = s_e = \frac{1}{2}$.

Ovo su osnovna 4 kvantna broja, kojima se karakterišu nukleoni i jezgro.

Ranije smo za atom i elektrone naveli da osim ovih kvantnih brojeva postoje i drugi, koji su sa ovima povezani na određeni način. Slično je i za kvantne brojeve, koji karakterišu nukleone i jezgro.

Tako se uzima i broj j za totalni ugaoni moment (moment količine kretanja) za pojedinu česticu, tj. za zbir orbitnog momenta količine kretanja i momenta spina, pa je $j = l + s$ i $j = l - s$.

Koriste se i drugi kvantni brojevi, kao što je magnetski kvantni broj za totalni moment količine kretanja (totalni ugaoni moment), koji se označava sa m_j , i radijalni kvantni broj, koji se obično označava sa ν . Za čestice sa $s = \frac{1}{2}$ broj m_j ima sledeće vrednosti: $m_j = j, (j-1), (j-2) \dots + \frac{1}{2}, -\frac{1}{2}, \dots, -j$, tj. $(2j+1)$ vrednost. Dalje je $\nu = 1, 2, 3, \dots$ za rešenje radijalne talasne jednačine, odnosno $\nu = n-l$.

Ponekad se kao karakteristike kretanja molekula umesto prva 4 kvantna broja uzimaju kombinacije drugih četvorki kvantnih brojeva, što ne menja način proučavanja, jer su uvele dobro poznate veze među tim kvantnim brojevima. Te varijante četvorki kvantnih brojeva uzimaju se mahom zbog podesnijeg proučavanja i lakših izračunavanja za razne slučajeve.

Ispostavilo se da i za nukleone u jezgru važi Paulijev princip. Prema tome, u jednom jezgru ne mogu dva protona imati jednake skupine od sva četiri kvantna broja. To isto važi i za neutrone u jednom jezgru. To ne znači da jedan proton i jedan neutron u istom jezgru ne mogu imati jednake skupine od po 4 kvantna broja. Oni ih mogu imati, jer se proton i neutron razlikuju još i prema naelektrisanju, što znači da ih je u svakom slučaju vrlo lako razlikovati.

Kvantno stanje jezgra kao sistema sastavnih čestica (nukleona) obično se naziva **nuklearni nivo**. Često se identifikuju izrazi „nivo” i „stanje”. Glavno je dobro razlikovati stanje jednog nukleona i stanje sistema nukleona, tj. jezgra kao celine.

Totalni nuklearni moment količine kretanja (ugaoni moment) može se prikazati pomoću odgovarajućeg kvantnog broja I tako da njegova veličina iznosi

$$\hbar \sqrt{I(I+1)}$$

prema poznatom rezultatu kvantno-talasne teorije.

U vezi sa brojem I uzima se za jezgro i tzv. magnetski kvantni broj m_I , koji ima $(2I+1)$ vrednost, odnosno

$$m_I = I, (I-1), (I-2), \dots, -(I-2), -(I-1), -I.$$

Ispostavilo se eksperimentalno i teorijski da osim mehaničkih momenata postoje i elektromagnetski momenti. Među njima je pre svega **nuklearni magnetski dipolni moment**.

Kako protoni vrše bar to dvojako kretanje, koje se prikazuje momentom spina i orbitnim momentom količine kretanja, jasno je da izazivaju spoljašnja magnetska polja. Ta polja se mogu prikazati pomoću nuklearnog dipolnog momenta, koji se nalazi u centru jezgra.

Još uvek ne postoji zadovoljavajuća teorija magnetizma jezgra, ali se prema eksperimentalnim rezultatima mogu doneti razni opravdani zaključci i objašnjenja. Magnetski dipolni moment ima isti pravac kao i moment količine kretanja jezgra. Prema klasičnoj fizici odnos među njima je (videti § 37)

$$M_m = \frac{q}{2M} L, \quad (96,1)$$

gde je L moment količine kretanja, M_m — magnetski moment, M — masa jezgra, q — količina elektriciteta. Kako je

$$L = \hbar \sqrt{I(I+1)},$$

to će se i magnetski moment kvantovati.

Analogno Bohrovom magnetonu μ_B u atomskoj fizici ovde se prema relaciji (96,1) definiše nuklearni magneton, koji ćemo označavati sa μ_n . Onda je

$$\mu_n = \frac{e\hbar}{2M}, \quad (96,2)$$

gde je M masa protona.

Kako je Bohrov magneton za elektron

$$\mu_B = \frac{e\hbar}{2m}, \quad (96,3)$$

gde je m masa elektrona, biće

$$\mu_n = \frac{e\hbar}{2m} \cdot \frac{m}{M}. \quad (96,4)$$

To pokazuje da je nuklearni magneton onoliko puta manji od Bohrovog magnetona koliko je puta masa elektrona manja od mase protona, odnosno oko 1836,16 puta.

Prema numeričkim podacima u § 37[(111)] bilo je

$$\mu_B = 9,273 \cdot 10^{-21} \frac{\text{erg}}{\text{Ga}}, \quad (96,6)$$

pa je

$$\mu_n = \frac{\mu_B}{1836,16} = 5,050 \cdot 10^{-24} \frac{\text{erg}}{\text{Ga}} = 5,050 \cdot 10^{-3} \frac{\text{J}}{\text{T}}. \quad (96,6')$$

Naveli smo da zbog spina elektrona magnetski moment elektrona ima dvaput veću vrednost od vrednosti (96,1) koja se dobiva bez uračunavanja spina. To znači da iznosi 2 Bohrova magnetona. Taj broj se obično naziva g -faktor (ili žiromagnetski) jer se odnosi na žiromagnetske povezanosti.

Analogno magnetskom momentu elektrona očekivalo bi se da i proton ima magnetski moment koji bi iznosio dva nuklearna magnetona, kao što za elektron iznosi dva Bohrova magnetona.

Medutim, proton pokazuje izvesnu anomaliju, pa taj g -faktor iznosi više nego 2, i to nije ceo broj. Razna merenja daju nešto različite rezultate, što zavisi od većeg broja komponenata koje utiču na taj rezultat, ali se svi rezultati kreću oko vrednosti

$$\mathcal{M}_p = 2,793 \text{ nuklearna magnetona} \quad (96,7)$$

Pronađeno je da i neutron pokazuje magnetska svojstva, iako nije naelektrisan. Magnetski moment neutrona iznosi

$$\mathcal{M}_n = -1,9135 \text{ nuklearnih magnetona} \quad (96,8)$$

ili

$$\mathcal{M}_n = -0,685 \mathcal{M}_p. \quad (96,9)$$

Spin neutrona, koji iznosi $\frac{1}{2}$, povezan je sa dosta jakim magnetizmom.

Karakteristično je da je znak magnetskog momenta neutrona negativan u odnosu na znak za proton.

Napominjemo da magnetski momenti nisu aditivne veličine, te se ne mogu kao obično sabirati i oduzimati. To se lako vidi na slučaju magnetskog momenta

deuteronu, koji se sastoji od jednog protona i jednog neutrona, a njegov magnetski moment iznosi

$$\mathcal{M}_d = 0,8576 \text{ nuklearnih magnetona,} \quad (96,10)$$

što se ne slaže sa zbirom magnetskih momenata protona i neutrona.

Postoje i predlozi da se izraz $\frac{e\hbar}{m}$ (ili u CGS-sistemu izraz $\frac{e\hbar}{mc}$) nazove „samomagneton” ili „sopstveni magneton”, koji bi se odnosio na odgovarajuću česticu, čija je masa m .

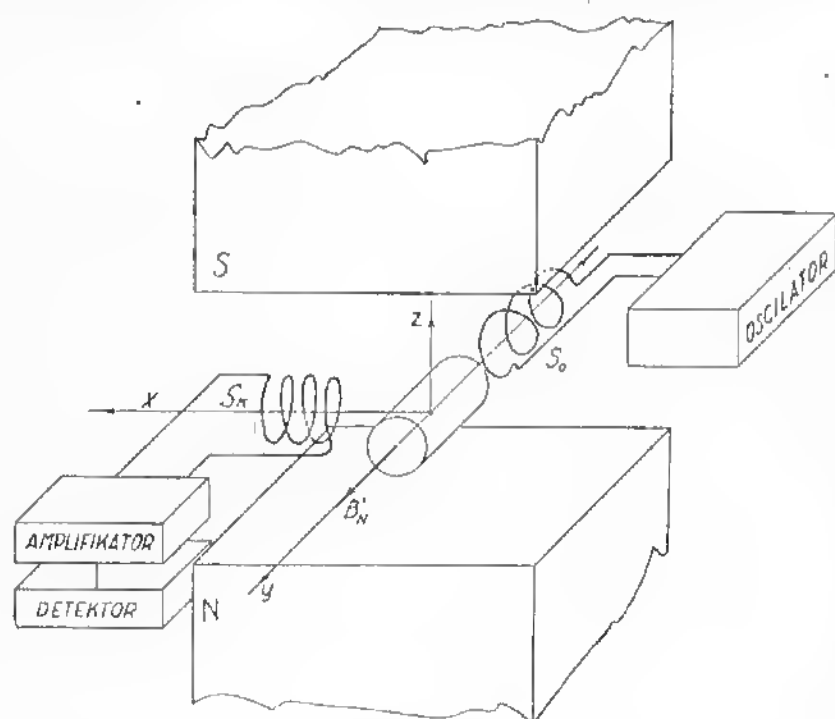
§ 97. Nuklearna magnetska rezonancija

U prethodnom paragrafu je pokazano da i nukleoni i cela jezgra poseduju magnetske momente. Usled toga se i na njima javljaju žiromagnetski efekti slični onima koji su opisani kod elektrona (§ 40). Naime, i celo jezgro, čiji je magnetski moment M_m , vrši precesiju ako se stavi u magnetsko polje usled toga što to polje teži da ga orijentira. Na sličan način kao i kod elektrona, jezgro poseduje izvesnu energiju ako se pravac njegovog magnetskog momenta ne poklapa sa pravcem i smerom polja, pa je i orijentacija magnetskog momenta u odnosu na pravac polja kvantovana.

Kružna frekvencija precesije jezgra data je sa

$$\omega_p = \frac{M_m B}{L}, \quad (97,1)$$

gde je M_m magnetski moment jezgra, L — moment količine kretanja jezgra i B — stalno polje pod čijim se uticajem vrši precesija.



Sl. 97-1

Energija nukleusa čiji magnetski moment zahvata ugao α sa pravcem polja iznosi

$$E = M_m B(1 - \cos \alpha). \quad (97,2)$$

Kad se na ovakva jezgra koja vrše precesiju deluje naizmeničnim poljem B' , koje stoji upravno na stalno polje B , jezgro se može dovesti u rezonanciju ako se podesi da frekvencija naizmeničnog polja odgovara frekvenciji precesije jezgra. Jezgra tada primaju energiju od naizmeničnog polja i u skokovima menjaju nagibni ugao α , slično onom što je naznačeno u § 40 za elektron.

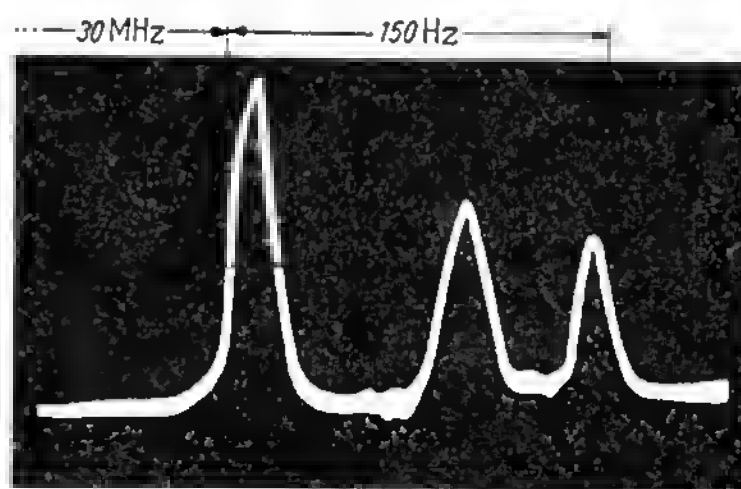
Opisane okolnosti omogućuju merenje magnetskih mo-

menata jezgra, što u poslednje vreme predstavlja moćno sredstvo za ispitivanje strukture jezgra. Ovakva merenja mogu se vršiti na više načina, ali ćemo ovde opisati samo jedan metod, koji je predstavljen na sl. 97-1.

Između polova NS stalnog i jakog elektromagneta stavljen je uzorak čiji se magnetski moment jezgra određuje. Početak koordinatnog sistema nalazi se u uzorku tako da se z -osa poklapa sa pravcem i smerom stalnog magnetskog polja B . Kalem S_0 stavljen je tako da pravac njegovog polja pada u pravac y -ose. Ovaj kalem je vezan za električni oscilator visoke frekvencije od više MHz. Tako ovaj oscilator preko kalema S_0 ostvaruje naizmenično polje B' , čiji je pravac upravan na stalno polje B . U ovom slučaju je praktički podesnije da se rezonancija podešava promenom polja B nego promenom frekvencije oscilatora. Ovo je sasvim moguće jer prema obrascu (76,9) promena frekvencije precesije zavisi i od polja B . Kad dode do rezonancije, jezgra u uzorku primaju energiju iz oscilatora, što se može ustanoviti merenjem struje koja odlazi u kalem S_0 . Ako se polje B postupno menja i meri struja u kalemu S_0 , onda se na mestu rezonancije javlja jedan maksimum struje. Poznavanjem polja B u momentu rezonancije, kao i frekvencije oscilatora i momenta količine kretanja jezgra, može se tada prema relaciji (97,1) odrediti magnetski moment M_m jezgra u uzorku.

Primenjuje se i druga modifikacija ovog metoda, koja daje veću preciznost merenja. Kad pod dejstvom naizmeničnog polja B nastupi nuklearna rezonancija, pod uticajem primljene energije, jezgra postizu izvesnu sinhronizaciju svojih precesija. Kao krajnji efekt ovog veoma složenog procesa sinhronizacije javlja se izvesna orijentacija magnetskih nuklearnih momenata, pa se u pravcu x -ose javlja jedna komponenta naizmeničnog polja koje obrazuje oscilator preko kalema S_0 . Ova komponenta onda indukuje visokofrekventnu naizmeničnu struju u kalemu S_k čija se osa poklapa sa x -pravcem. Ova veoma slaba struja se tada pomoću amplifikatora pojačava i šalje u detektor. I ovde se na mestu rezonancije javlja jedan maksimum struje u kalemu S_k koji pokazuje detektor.

Opisani metodi su vrlo osetljivi i pružaju raznovrsne mogućnosti. Efekti nisu zavisni od hemijske veze atoma niti od agregatnog stanja uzorka, što takode pruža povoljne mogućnosti. Na ovaj način se mogu pouzdano ustanoviti magnetski momenti raznih nukleusa, a kada je magnetski moment ustanovljen drugim načinom, ovaj metod omogućuje određivanje momenta količine kretanja jezgra. U poslednje vreme se na ovaj način utvrđuju oblici hemijskih veza u molekulima. Kada se kao uzorak stave složeni molekuli, onda se na ovaj način mogu ustanoviti grupacije atoma u molekulu, od kojih svaka pokazuje svoju rezonanciju. Na slici 97-2 pokazana je krivulja sa tri maksimuma koja su dobivena u detektoru sa molekulima etilalkohola C_2H_5OH . Prvi maksimum odgovara metil-grupi CH_3 , srednji maksimum odgovara rezonanciji metilen-grupe CH_2 , a desni maksimum grupi OH . Amplitude pri rezonanciji se takode određuju pomenutim aparaturama, pa je ustanovljeno da ove amplitude po svojoj veličini odgovaraju broju protona u pojedinim grupama, što je poslužilo za određivanje pomenutih grupacija.



Sl. 97-2

Pored ovakvih postoje i druge praktične primene opisanih metoda, koje su danas moćno sredstvo za upoznavanje strukture materije uopšte.

§ 98. Nuklearne sile. Mezoni

Protoni i neutroni u jezgru nalaze se na međusobnom rastojanju oko $2 \cdot 10^{-13}$ cm. Među njima postoje vrlo jake sile, kojima se održavaju u tom zajedničkom sistemu, koji, opet, obuhvata vrlo mali deo prostora. Već energija veze jezgra može dati izvesne podatke o jačini tih sila. Pre svega, ovu energiju treba uporediti sa energijom običnih fizičkih polja tih nukleona.

Pod pretpostavkom da i na tako malim rastojanjima važe zakoni klasične fizike za makrotela i makrorastojanja, potražićemo najpre vrednost gravitacione potencijalne energije.

Ona iznosi

$$|E_p| = \gamma \cdot \frac{m^2}{r}, \quad (98,1)$$

gde je m masa nukleona, $m = 1,66 \cdot 10^{-24}$ grama.

Kako je $\gamma = 6,67 \cdot 10^{-8} \frac{\text{Dcm}^2}{\text{g}^2}$, biće

$$E_p = 6,67 \cdot 10^{-8} \cdot \frac{1,66^2 \cdot 10^{-48}}{2 \cdot 10^{-13}} \text{ erg} = \frac{6,67 \cdot 1,66^2 \cdot 10^{-33}}{2 \cdot 1,602} \text{ eV}. \quad (98,2)$$

Prema tome, gravitaciona energija privlačenja nukleona je zanemarljivo mala u odnosu na eV, a već smo videli da energija veze po jednom nukleonu iznosi po nekoliko MeV.

Pošto u jezgru postoje i neutroni kao električno neutralne čestice, to će elektrostatička potencijalna energija biti jednaka nuli kada se oni imaju u vidu.

Magnetska potencijalna energija za sistem proton-neutron, na rastojanju r , iznosi

$$E_{pn} = - \frac{\mathcal{M}_p \mathcal{M}_n}{r^3}, \quad (98,3)$$

gde su \mathcal{M}_p i \mathcal{M}_n magnetski momenti protona i neutrona.

Zamenom odgovarajućih vrednosti dobiće se

$$E_{pn} = \frac{2,793 \cdot \mu_n \cdot 1,9134 \mu_n}{(2 \cdot 10^{-13})^3} = \frac{2,793 \cdot 1,9135 \cdot (3,152 \cdot 10^{-12})^2}{(2 \cdot 10^{-13})^3} \text{ eV} \approx 0,03 \text{ eV}. \quad (98,4)$$

Ovaj rezultat pokazuje da su i magnetske sile među nukleonima neznatno male u odnosu na energiju veze, odnosno da ne iznose ni stoti deo vrednosti nuklearnih sila.

Osim toga, energija veze je proporcionalna masenom broju A , što pokazuje da sile među nukleonima nisu iste prirode kao obične sile, koje zavise samo od rastojanja. Raspodeljenost je svakako prostorna, pa bi onda ta proporcionalnost morala biti sa A^2 , a ne sa A .

Sile koje dejstvuju na elektrone u atomu odnose se na centar, odnosno jezgro atoma. Takvog centra za sile među nukleonima nema prema današnjem shvatanju. Postoje zato sile između dva obližnja nukleona. Čak se ne može izabrati ni pojedini nukleon da bude kao neki centar tih nuklearnih sila. To svojstvo se naziva **zasićenost** (saturacija) nuklearnih sila.

Još uvek ne postoji zadovoljavajuća teorija nuklearnih sila, iako se decenijama ulažu ogromni naponi da se dode do neke zakonitosti za njih, pomoću koje bi se mogle odrediti važne veličine.

Ipak postoje i još neka svojstva tih sila, koja su sa pouzdanošću proučena.

Zna se da je radijus dejstva tih sila relativno neobičajno mali. On je dimenzija reda dimenzije atomskog jezgra. Na većim rastojanjima ne može se konstatovati dejstvo nuklearnih sila. Dakle, domet nuklearnih sila je oko 10^{-13} cm, tj. oko jednog fermija.

Nuklearne sile se ne podvrgavaju zakonima običnih sila u pogledu poznatih fizičkih polja, što znači da postoji posebno polje nuklearnih sila.

Za međusobno razlikovanje označićemo ih ovako:

(np) sila između protona i neutrona,

(nn) sila između dva neutrona,

(pp) sila između dva protona.

Osim toga, uzećemo u ohzir i orijentaciju spina pojedinih čestica.

Kada je spin jedne čestice antiparalelan sa spinom druge čestice, onda je to singletna sila. Ako su spinovi paralelni, onda je to tripletna sila.

Pod pretpostavkom da su za dve iste čestice (dva protona ili dva neutrona) spinovi paralelni, mogao bi se narušiti Pauliev princip, pa se sile (pp) i (nn) mogu uzeti samo kao singletne, jer skupine svih kvantnih hrojeva ne smeju biti međusobno jednake. Tako postoje četiri sile, jer (np) može postojati i singletno i tripletno, zbog nenaelektrisanosti neutrona.

Dakle, postoje sile

$$^1(np), ^1(pp), ^1(nn), \text{ i } ^3(np),$$

gde je brojevima 1 i 3 označeno singletno, odnosno tripletno stanje. Može i hez tih brojeva, ali sa naznačenjem kakav je slučaj.

Smatra se da sila (pp) između dva protona u jezgrima nema nikakve veze sa odgovarajućom elektrostatičkom silom (Coulomhovom silom), ali i to da je nesrazmerno velika u odnosu na nju. Pretpostavlja se da se protoni nalaze po zapremini i unutar jezgra, a ne da su eventualno ravnomerno raspoređeni po površini jezgra.

Eksperimenti su pokazali da postoji jednakost među nuklearnim silama singletnog stanja, odnosno

$$^1(np) = ^1(nn) = ^1(pp). \quad (98,5)$$

Ove jednakosti pokazuju da su nuklearne sile nezavisne od nenaelektrisanja nukleona. One pokazuju da postoji i simetrija nuklearnih sila u odnosu na nenaelektrisanje.

Utvrđeno je da su različite nuklearne sile (np) za singletno i tripletno stanje. Prema tome, nuklearne sile zavise od spina:

$$^3(np) \neq ^1(np). \quad (98,6)$$

Zasićenost nuklearnih sila omogućila je i specijalne načine njihovog tretiranja. Jedan od njih predstavlja teorija o silama izmene, zasnovana na kvantnoj teoriji.

Prvi tip tih sila predstavlja izmenu koordinata položaja i spina čestica koje međusobno dejstvuju. Takve sile su privlačne za tripletno uzajamna dejstva, a odbojne za singletna dejstva.

Drugi tip je povezan sa izmenom koordinata položaja, a izmena koordinata spina ne postoji.

Treći tip se odnosi na izmenu koordinata spina, a izmena koordinata položaja ne postoji. Postoje i sile vrlo kratkog dosega, koje nisu sile izmene, a tretiraju se pomoću komplikovanog matematičkog aparata kvantne teorije.

Naravno, cela evidencija o nuklearnim silama i pomoću svih tih metoda daje samo oskudne podatke o njihovoj pravoj prirodi.

Postoji i teorija tzv. *tenzorskih sila*, koja uvida da se tu ne radi o centralnim silama, pa se uvode razne popravke, veličine i komponente kao dopuna i proširenje u cilju dobivanja pojedinih rezultata. Uračunava se i ugao između spinova čestica i linije koja povezuje čestice, zatim kvadripolni moment sistema čestica itd.

Sile izmene se mogu u celini tretirati, shvatajući da postoji neko naročito fizičko polje oko nukleona. To polje se naziva *mezonско polje*. Smatra se da postoji izmena mezona između dva nukleona, koji se nalaze na vrlo malom međusobnom rastojanju.

Prema tom shvatanju, od jednog nukleona nastaje drugi nukleon i još jedna čestica, koja predstavlja to polje, pa se opet apsorbuje.

Označi li se masa te čestice sa μ , onda će njena energija biti

$$\epsilon = \mu c^2. \quad (98,7)$$

S druge strane, energija se može meriti u određenom vremenskom intervalu. U principu, krajnja vrednost tog intervala je reda

$$\Delta t \approx \frac{\hbar}{\Delta E}, \quad (98,8)$$

prema Heisenbergovim relacijama neodređenosti, gde je $\Delta E \geq \epsilon$.

Uzimajući tu granicu kao merilo za odgovarajući kvant energije, dobiće se i veličina mase, koja odgovara tom kvantu. Prema tome je iz (98,7) i (98,8)

$$m \approx \frac{\hbar}{c^2 \Delta t}.$$

Pretpostavlja se da je brzina mezona blizu brzine svetlosti, pa je

$$m \approx \frac{\hbar}{c \cdot R}, \quad (98,9)$$

gde je R domet nuklearnih sila, a to je i odgovarajuće rastojanje koje mezon pri izmeni prede. Ako se uzme da je $R = 1,4 \cdot 10^{-13}$ cm, dobiće se

$$m \approx 2520 \cdot 10^{-28} \text{ g} = 0,25 \cdot 10^{-24} \text{ g}. \quad (98,10)$$

Ovaj rezultat pokazuje da je masa takvih čestica između mase elektrona i mase protona.

Upoređena sa masom elektrona, ona iznosi

$$m = \frac{2520 \cdot 10^{-28}}{9,1 \cdot 10^{-28}} m_e = 276 m_e. \quad (98,11)$$

Zbog takve mase između masa tih dveju čestica ta čestica kao kvant nuklearnog polja nazvana je *mezon*, a kasnije *mezon*. Prvu teoriju mezonskog polja dao je Jukava 1935. godine. Dakle, mezon je najpre pretpostavljen te-

orijski prema talasnoj jednačini kvantno-talasne teorije, a otkriven je tek kasnije eksperimentalno prilikom proučavanja kosmičkih zraka. Kasnije je postignuto oslobođenje mezona i u laboratorijama pomoću savremenih nuklearnih mašina, o čemu ćemo govoriti pri tretiranju kosmičkih zrakova.

Mezoni su dobro proučeni u kosmičkim zracima, pa poznavanje mase mezona omogućava da se prema (98,9) odredi i domet nuklearnih sila. Sve zavisi od toga šta se smatra bolje određenim, a šta treba izračunati.

Relacija (98,9) pokazuje doseg nuklearnih sila. Ako se u toj relaciji uzme da je domet sile beskonačno velik, tj. $R \rightarrow \infty$, onda (98,9) odmah daje $m = 0$, tj. masa mirovanja kvanta, recimo, elektromagnetskog polja, za koje je doseg proizvoljno velik, jednaka je nuli.

Ovakvo tretiranje dovodi do kratkotrajne situacije, koja se može prikazati relacijom

$$p \rightarrow n + \text{mezon.} \quad (98,12)$$

Upoređujući mase svih ovih čestica, dolazi se do nezgode u pogledu zakona održanja energije. Zato se smatra da prilikom izdvajanja mezona nukleon „pozajmljuje” energiju od mezonskog polja, odnosno od polja nuklearnih sila. To „pozajmljivanje” je samo izlaz iz teške situacije u pogledu zakona održanja energije. U tom smislu, ista ta energija se vraća polju prilikom apsorbovanja mezona. Za vreme Δt , koje figurira u Heisenbergovoj relaciji, mezon ne može ni svojom brzinom c preći veće rastojanje od dometa $R = \frac{\hbar}{mc}$.

U tom objašnjenju se uzima u obzir da će eksperiment, koji se vrši u vremenu Δt , poremetiti energiju sistema najmanje za iznos $\Delta E = \frac{\hbar}{\Delta t}$, što opravdava mogućnost postojanja relacije (98,12), jer se ne bi moglo govoriti o određenoj nepromenljivoj količini energije.

Takvo shvatanje i objašnjenje nastajanja i apsorbovanja mezona usvojeno je, iako mu se može dati dosta opravdanih prigovora.

Tako se mogu napisati relacije

$$\left. \begin{aligned} p &\longleftrightarrow n + \text{mezon}(+) \\ n &\longleftrightarrow p + \text{mezon}(-) \end{aligned} \right\} \quad (98,13)$$

gde je sa $+$ i $-$ označen pozitivni odnosno negativni mezon zbog odgovarajućih naelektrisanja.

Postoje i shvatanja da se u ovakvim procesima ipak radi o neuravnoteženju energije, ali za vrlo kratko vreme, jer se energija u sistemu kao celini održava posle nešto dužeg vremenskog intervala.

Prema takvom shvatanju, dakle, nukleon razvija mezonsko polje, čiji kvant ima masu mirovanja veoma različitu od nule. To polje dejstvuje na ostale nukleone. Ono sadrži i statički oblik uzajamnog dejstva, koje se može prikazivati i odgovarajućim potencijalnim funkcijama.

Postoji, prema tome, potpuna analogija sa elektromagnetskim poljem, no, pored ostalog, i s tom razlikom što je u elektromagnetskom polju kvant foton sa masom mirovanja jednakom nuli.

Ovakva shvatanja nastajanja i apsorbovanja mezona u jezgru nisu dala zadovoljavajuće kvantitativne rezultate, ali su sa kvalitativne strane prihvaćena i dobro služe, uz izvesne modifikacije, do pojavljivanja novih, boljih shvatanja.

Jukava je pomoću kvantno-talasne teorije izračunavao i potencijal u mezon-skom polju. Prema toj teoriji, nuklearne sile se naglo povećavaju kada se nukleoni približavaju. Razna izračunavanja se zasnivaju na obilju eksperimentalnih podataka, koji se dobivaju raštrkavanjem raznih čestica na nukleonima ili jezgrama. Utvrđeno je da potencijalna energija uzajamnog dejstva neutrona i protona ima dvaput veću vrednost kada su im spinovi paralelni nego kada su im spinovi antiparalelni. To je kvantitativni rezultat navedene nejednakosti ${}^3(np)$ i ${}^1(np)$, koji se može dobiti i bez Jukavine teorije.

Eksperimentalno otkrivanje mezona izazvano je Jukavinom teorijom, ali prvi otkriveni mezoni (Anderson i Neddermeyer, 1936) imali su manju masu od mase proračunate prema teoriji. Prvi eksperimentalno otkriveni mezoni u kosmičkim zracima imaju masu oko 220 masa elektrona, a ne oko 275, kao što je Jukavina teorija predviđela. No, i pored tog neslaganja eksperimenta i teorije, ipak je i ovom česticom potvrđeno to teorijsko predviđanje. U tom neslaganju bilo je dosta teškoća, među kojima je i vrlo jako uzajamno dejstvo Jukavine čestice sa supstancijom na koju naide, dok je eksperimentalno pronađena pokazivala vrlo slabo dejstvo, osim običnog električnog. Tako je otkrivena fantastično velika prodornost tih mezona, koja ide na kilometre umesto nekoliko centimetara pri običnim pretpostavkama.

Ali 1947. godine Powell (Pauel) sa svojim saradnicima otkriva takođe u kosmičkim zracima novu vrstu mezona, koji ima masu 273 mase elektrona. Time je otkrivena baš ona vrsta mezona koju je predviđela teorija. Ta vrsta mezon je nazvana π -m e z o n (π). Ustanovljeno je da se π -mezon „raspada” na onaj lakši mezon i na neutrino. Lakšem mezonu odnosno mezonu sa manjom masom dat je naziv μ -m e z o n (μ).

Prema tome se razlaganje π -mezona može prikazati relacijom

$$\pi^+ \rightarrow \mu^+ + \nu. \quad (98,14)$$

π -mezoni se proizvode u savremenim mašinama (akceleratorima). Energija tako proizvedenog π -mezona iznosi nekoliko stotina MeV.

§ 99. Modeli jezgra

Eksperimentalno proučavanje strukture atomskog jezgra dalo je obilje podataka o prirodi jezgra. Međutim, sa sigurnošću se još nije ustanovila prava struktura jezgra, jer je zbog velikog broja čestica kao sastavnih delova jezgra teorijski teško doći do odgovarajućih zakonitosti u jezgru. Poznato je, naime, da je u fizici precizno proučen sistem dvaju tela sa međusobnim uzajamnim dejstvom. Već sistem triju tela (ili čestica) nema svoju preciznu teoriju. Za tri tela mora se pribegavati dosta grubim aproksimacijama. Može se pretpostaviti da se jezgro kao sistem većeg broja protona i neutrona (u mezon-skom polju) može proučavati delimično, a ne kao celina sa velikim interakcijama. I u tom smislu se tretiralo pitanje strukture jezgra.

Ali, do danas nije izgrađena adekvatna teorija strukture atomskog jezgra koja bi objasnila bar eksperimentalne podatke do kojih se došlo. Potreba za objašnjenjem pojedinih svojstava jezgra i pojava koje su otkrivene orijentisala je istraživače da izgrade teorijske *n u k l e a r n e m o d e l e*, ili *m o d e l e j e z g r a*. To su uglavnom takvi sistemi poznatih sastavnih delova jezgra koji koliko-toliko daju makar i grubu sliku ili snimak objektivne realnosti, po mogućnosti što tačnije, ali tako da prema svojoj strukturi omogućavaju matematičko tretiranje prema postojećim efikasnim metodima. U principu se kod modela dozvoljavaju izvesne proizvoljnosti i simplifikacije. No, iako su to uglavnom grube aproksimacije i ne-

verni snimci objektivne realnosti, nuklearni modeli ipak korisno služe za objašnjenje nekih svojstava i pojava u atomskom jezgru.

Interesantno je napomenuti da postoje i takvi modeli koji polaze sa sasvim različitim pretpostavki o strukturi i zakonitostima jezgra, i to takvih koje se čak moraju međusobno i isključivati, a oba takva modela na svoj način dovode do uspešnog objašnjenja pojedinih pitanja u vezi sa strukturom jezgra.

To pokazuje koliko je nauka o strukturi atomskog jezgra još u povoju. Dođue, ona ni vremenski nije stara, jer prva proučavanja potiču od kraja 19. veka, a tek od pronalaska neutrona (1932. godine) ima se u vidu i neutron kao sastavna čestica atoma (jezgra).

Postoji veći broj modela atomskog jezgra, a takode postoje i različiti načini klasifikovanja tih modela. Mi ćemo ovde navesti osnovne modele, imajući u vidu obe orijentacije ovako klasificirane, pri kojima se uzimaju u obzir shvatanja da među nukleonima postoje jaka uzajamna dejstva, kao i shvatanja da je među nukleonima vrlo slabo uzajamno dejstvo, tj. kao da su nukleoni skoro slobodni u pogledu kretanja u jezgru.

a) *Model kaplje.* — Jedan od najprostijih modela atomskog jezgra nametnuo se prema analogiji sa kapljom tečnosti. Pojedini nukleoni imali bi u takvom modelu ulogu analognu ulozi molekula u kaplji. Srednja gustina i srednja energija veze otprilike su konstantne u svih jezgara, sa izuzetkom najlakših. Analogno sa molekulima kaplje tečnosti i ovde se pretpostavlja da je srednja dužina slobodnog puta nukleona mala u odnosu na dimenzije jezgra, kao što je i u kaplji tečnosti srednja dužina slobodnog puta molekula mala u odnosu na dimenzije same kaplje. Otuda i pretpostavka o ravnomernoj naelektrisanosti jezgra, koja je pogodno poslužila pri objašnjavanju jake interakcije pomoću nuklearnih sila, iako sa vrlo malim dometom. Model kaplje korisno je poslužio za izvođenje formule za energiju veze jezgra, odnosno za masu jezgra u funkciji od mase pojedinih nukleona. Takode je uspešno primenjen u teoriji i objašnjenju fisije jezgra, što je bilo od dalekosežnog značaja. Pomoću modela kaplje jezgro se smatra i ravnomerno naelektrisanom kapljom sa odgovarajućim površinskim efektima, što je napomenuto prilikom navođenja formule za energiju veze. Ali, ipak taj model ne omogućava kompletno izvođenje te formule, jer, kao što smo videli, morala se uzeti i energija simetrije, odnosno odgovarajući uticaj simetrije i različitog stepena nesimetrije, kao i efekt parnog i neparnog broja jedne i druge vrste nukleona.

Medutim, iako je model kaplje imao znatnu ulogu u nuklearnoj fizici, ipak su se pomoću njega objasnila samo neka svojstva jezgra, i to mahom ona gde se može efikasno tretirati jezgro kao celina većeg broja čestica, o kojima se ne vodi dovoljno računa. Tako se pri objašnjenju fisije jezgra ne mora uzeti u obzir dužina slobodnog puta nukleona. Detaljnija proučavanja dovela su do shvatanja da je srednja dužina slobodnog puta pojedinih nukleona ipak mnogo veća nego što predviđa shvatanje da je jezgro kao kaplja tečnosti. Zbog toga su neka druga svojstva jezgra efikasnije objašnjena pomoću drugih modela jezgra, prema kojima se smatra da čestice nisu toliko jako međusobno povezane kao u modelu kaplje.

b) *Model Fermievog gasa.* — Polazeći od shvatanja da se nukleoni mogu smatrati nezavisnim česticama, istaknut je model gasovitog stanja, ili tzv. model Fermievog gasa. Prema tom modelu nukleoni se u jezgru kreću skoro nezavisno, kao kod gasa. Otuda i pretpostavka da je srednja dužina slobodnog puta nukleona u jezgru bar kao i dimenzije jezgra, ako ne i veća.

Odmah se uočava da je osnovno shvatanje o interakciji nukleona prema ovom modelu sasvim suprotno od shvatanja prema modelu tečne kapljice. Ispostavilo se da je ovakav model najadekvatniji za jezgra pri niskim energijama. Ovo je jedan od glavnih modela sa nezavisnim česticama, pa će i o drugima biti reči.

Naziv Fermievog gasa, koji je ovom modelu dat, potiče od jedne karakteristike pri tretiranju nukleona. Naime, talasne funkcije kojima se prikazuju i opisuju pojedini nukleoni predstavljaju ravanske talase. Time se pojednostavljuje i opisanje i objašnjavanje strukture jezgra i ponašanja pojedinih nukleona, bez obzira na nemogućnost neposrednog eksperimentalnog proveravanja takvog shvatanja, koje uostalom i ne pretenduje na neopozivu adekvatnost.

Takva pretpostavka o ravanskim talasima znatno olakšava izračunavanja, koja dovode do prihvatljivih rezultata za nekoliko svojstava i veličina, karakterističnih za jezgro, kao što je nuklearni potencijal, zasićenost, pa i energija veze.

Prema ovom modelu dokazuje se da među nukleonima ne mogu postojati isključivo privlačne sile, nego i odbojne, jer bi, u protivnom, jezgro moralo biti mnogo gušće, a isto tako i mnogo veća energija veze nego što je eksperimentalno utvrđeno.

Shodno tome, pretpostavlja se da se jedan nukleon ne može vezivati za proizvoljan broj nukleona, nego samo za ograničen, i to relativno za mali broj nukleona. Osim toga, uračunavaju se i parovi nukleona prema spinu i prema prostornoj simetriji, gde mogu postojati i nastajati kako sile privlačenja tako i sile odbijanja, u zavisnosti od svega toga. Takvo tretiranje bilo bi analogno tretiranju valentnih sila u hemiji.

Izračunavanja uzajamnog dejstva dvaju nukleona ili nekoliko parova zahtevaju glomazni aparat kvantne teorije, koji ovde nećemo primenjivati. Glavno je da se pomoću ovog modela uspešno izračunavaju mnoga svojstva jezgra pri niskim, pa i srednjim energijama. No, ipak za više energije i za neka svojstva jezgra ovaj model nije efikasan.

c) *Optički model.* — Jedan od glavnih problema nuklearne fizike sastoji se u tretiranju uzajamnog dejstva nukleona i jezgra na koje taj nukleon naleti, odnosno kakva je priroda pojedinih nuklearnih reakcija.

U toj interakciji nukleona i jezgra na koje naleti važnu ulogu ima energija eksitacije. Pri niskoj takvoj energiji prilično zadovoljava model nezavisnih čestica. Interesantno je pitanje kako se raspodeljuje energija upadne čestice na pojedine nukleone jezgra. Produkti reakcije često imaju mnogo veću energiju nego što bi se očekivalo prema ravnomernoj raspodeli energije čestice na pojedine nukleone.

Suprotno od hipoteze o nezavisnosti čestica, postoji hipoteza zasnovana na statističkom metodu tretiranja nuklearnih reakcija. Prema takvom shvatanju, složeno jezgro se formira odmah čim čestica naiđe na površinu jezgra, ne čekajući naknadne interakcije i promene. To se nameće kao neka vrsta momentalnog nastanka složenog jezgra.

Optički model jezgra uzima u obzir i shvatanje o nezavisnosti čestica i shvatanje o nastajanju složenog jezgra sa odgovarajućim interakcijama. Prema tome modelu jezgro dejstvuje na upadnu česticu kao neka vrsta potencijalne jame. Matematička izračunavanja su pri tom tako podešena da se u jezgru apsorbuju upadni talasi, te se na taj način formira složeno jezgro.

Otuda se prema optičkom modelu složeno jezgro ne formira ni trenutno ni sa potpunom sigurnošću.

Slično poznatom shvatanju potencijalne jame prema optičkom modelu čestica, pošto je korpuskularno-talasne prirode — pri nailasku na zidove jame, posle ulaska u jezgro — odbija se prema zakonima odbijanja talasa.

Prema takvom modelu, srednja dužina slobodnog puta sporog neutrona pri nailaženju na jezgro i pri formiranju složenog jezgra čak je veća od dimenzija jezgra, pa je prilično znatna i verovatnoća da neutron proleti kroz jezgro bez gu-

bitka energije. Tako, jezgro može u tom modelu imati i ulogu neke sredine, koja može i apsorbovati, a i propustiti čestice, odnosno talase. Tu se može uzeti u obzir veličina analogna „indeksu prelamanja” i ostale veličine kao u nekoj vrsti optike, pa se i odgovarajući potencijal naziva „optičkim”, a zbog odgovarajućeg prikazivanja pomoću kompletnih veličina takode i „kompleksnim potencijalom”, za razliku od realnog potencijala.

Optički model je doprineo izračunavanju i analizi efektivnih preseka rasipanja korpuskula-talasa pri nailasku na jezgro. Vrlo malo je doprineo izučavanju toka i prirode samih reakcija koje nastaju pre i posle nailaska čestice na jezgro.

d) *Model alfa-čestica.* — Činjenica da mnoga jezgra emituju alfa-čestice navela je na pomisao da se može stvoriti takav model atomskog jezgra prema kojem bi α -čestice bile kao celina u jezgru sa svom svojom stabilnošću. Poznato je, naime, da je energija veze α -čestice oko 29 McV, što pokazuje da ju je teško razložiti, ali isto tako da se ne formira trenutno i slučajno. Karakteristično je da su vrlo stabilna i ona jezgra u kojih je broj neutrona jednak broju protona, pa se takva jezgra čak nazivaju i „alfa-jezgra”. Osim toga, smatra se da su takva jezgra okarakterisana i prostornom simetrijom:

Shodno takvom modelu objašnjena je i energija veze jezgra. Za laka jezgra pretežan deo energije veze otpada na alfa-čestice, od kojih su sastavljena. Neznatan, otprilike deseti deo energije veze otpada na energiju veze između α -čestica. Prema takvom modelu se objašnjavaju izvesna svojstva jezgara, a naročito nekih, stabilnijih i sa velikom simetrijom. Izlazi da se energija veze ne povećava znatno u jezgrima sa po jednim nukleonom većim od broja deljivog sa četiri ($A = 4n$). Isto tako, ta energija se ne povećava znatno ni u jezgrima sa dva i sa tri nukleona iznad masenog broja deljivog sa četiri. Međutim, u jezgrima sa četvrtim nukleonom više kao da nastane nagli skok u povećanju energije veze, jer se prema takvom shvatanju formirala nova alfa-čestica.

Prema tome, pomoću modela alfa-čestica u jezgru uspešno se objašnjavaju mnoga svojstva jezgara sa parnim brojem nukleona, ali za jezgra sa neparним brojem nukleona taj model nailazi na velike teškoće, te mu je i efikasnost dosta ograničena.

e) *Model slojeva.* — U atomskoj fizici u širem smislu, pri proučavanju elektronskog omotača atoma navedeno je da se taj omotač sastoji od slojeva. Svaki elektron se nalazi u polju jezgra i ostalih elektrona. Kada se elektroni nalaze u najnižem energetsom stanju, oni se ipak mogu razlikovati prema momentu količine kretanja, tj. prema kvantnom broju l , kao i prema broju m_l . Videli smo da shodno tome elektroni pripadaju odgovarajućim slojevima. Prema tome da li su slojevi manje, više ili potpuno popunjeni elektronima ogledaju se i odgovarajuća svojstva atoma. Najstabilniji su oni atomi u kojih su slojevi popunjeni elektronima. Zbog toga su i takvi atomi najstabilniji. To su tzv. inertni ili plemeniti gasovi, koji se vrlo teško jedine sa drugim elementima. Odgovarajući brojevi elektrona takvih atoma su 2, 10, 18, 36, 54 i 86.

Analogno tome ustanovljeno je da su i jezgra sa određenim brojevima protona i neutrona vrlo stabilna. Ispostavilo se da su to brojevi 2, 8, 20, 50, 82, 126. Ovi brojevi su nazvani *magični brojevi*. Jezgra u kojih je baš toliki broj i protona i neutrona naročito su stabilna, jer sadrže duple magične brojeve. Takva su jezgra, na primer, ${}^2\text{He}^4$, ${}^8\text{O}^{16}$, ${}^{20}\text{Ca}^{40}$.

Otuda i model slojeva jezgra, prema kojem se smatra da su nukleoni raspoređeni prema slojevima, iako se izbegava ilustrativno prikazivanje tih slojeva. Prema takvom modelu, svaki nukleon se nalazi u nekom srednjem polju ostalih nukleona. Zbog toga je rezultanta uzajamnog dejstva nukleona uglavnom jednaka nuli unutar jezgra, a različita je od nule samo na površini jezgra.

Iako u jezgru ne postoji neki privlačni ili odbojni centar, ipak se prema savremenom shvatanju može uzeti da se pri ovom modelu nukleon nalazi u nekom stalnom nuklearnom polju, koje za jezgra sfernog oblika ima sfernu simetriju. Tako se kretanje nukleona u jezgru posmatra kao kretanje čestice u potencijalnom polju, sa izvesnom zavisnošću od rastojanja, koja je opet različitih oblika. Za kvantitativno određivanje odgovarajućih veličina i interakcija neophodno je pribеći kvantnoj teoriji, pri čemu važnu ulogu ima oblik talasnih funkcija, pomoću kojih se prikazuje kretanje i ponašanje nukleona.

U ovom modelu je potencijal sa sfernom simetrijom samo kada su slojevi popunjeni nukleonima. Onda postoji i odgovarajuća izotropnost gustine.

Ovde ima važnu ulogu i interakcija nukleona usled odgovarajućeg spina, koja može biti relativno vrlo jaka.

Na kraju da spomenemo i **u o p š t e n i m o d e l j e z g r a**, koji predstavlja jednu vrstu sredine između modela slojeva i modela kaplje. Prema tome modelu nukleoni se kreću skoro nezavisno. Inače se nalaze u potencijalnom polju sa lagano promenljivim potencijalom.

NUKLEARNA ENERGIJA

Energija veze jezgra prema svojoj veličini pokazuje da jezgro sadrži relativno veliku energiju, koja se naziva nuklearna energija. Oslobađanje te energije postalo je jedan od centralnih problema nuklearne tehnike i fizike. Iz formule za masu jezgra može se saznati i kvantitativna strana toga problema.

§ 100. Nuklearna fisija

Godine 1939, posle dugih i napornih istraživanja većeg broja naučnika, definitivno je ustanovljeno (Hahn i Strassmann) da se jezgra urana bombardovanjem neutronima mogu deliti na dva parčeta, za koja je ustanovljeno da su elementi negde iz sredine Periodnog sistema elemenata. Ta pojava se naziva **n u k l e a r n a f i s i j a** ili **f i s i j a a t o m s k o g j e z g r a**. Ta dva parčeta kao produkti fisije nisu jednakih masa. Obično je odnos njihovih masa oko 2 : 3. Ne postoje dva određena elementa kao stalni i jedini produkti (parčad) fisije. Prema tome, tu ne postoji dinamička zakonitost, pomoću koje bi se sa sigurnošću predvidelo koji će elementi nastati kao produkti (parčad) fisije.

Energija nuklearnih reakcija poznatih pre otkrića fisije bila je relativno mala, — iznosila je do oko 22 MeV.

Postoji i fisija jezgra sa tri i više parčadi, ali u nesrazmerno manjem broju od fisije sa dva parčeta.

Prema tome, kada atomsko jezgro emituje α -česticu ili neku fundamentalnu česticu, onda se takav proces ne naziva fisijom. Fisija je cepanje atomskog jezgra na dva (ili više) „teška” dela (parčeta).

Prvi eksperimenti fisije atomskog jezgra izvršeni su bombardovanjem jezgra urana. Glavna dva uranova izotopa su U^{238} i U^{235} . U^{238} predstavlja 99,27% prirodnog urana, a U^{235} oko 0,72%.

Uran se može cepati neutronima niske i visoke energije.

Ova kategorizacija se odnosi na kinetičke energije neutrona. Brzi neutroni imaju visoke energije, dok spori neutroni niske energije imaju brzine koje odgovaraju brzinama termičkog kretanja molekula, pa se nazivaju i termički neutroni.

Za jezgro U^{239} potrebni su brzi neutroni preko 1 MeV energije. Termičkim neutronima se mogu izazvati fisije izotopa U^{233} , U^{235} i Pu^{239} . Od ovih izotopa u prirodi se nalazi samo U^{235} . Jezgra ovog izotopa mogu se cepati i termičkim (sporim) i brzim neutronima, ali termičkim nesrazmerno uspješnije. Efektivni presek fisije (za tu reakciju) obrnuto je proporcionalan brzini neutrona, što znači da je proporcionalan vremenu zadržavanja neutrona u blizini jezgra. Naravno, to je gruba ilustracija toga procesa, koji je u suštini složen.

Osim pomoću neutrona, fisija može nastati i pomoću naelektrisanih čestica. Poznato je da u teškim jezgrima zbog velikog broja protona postoji jako elektrostatičko odbijanje. Za izazivanje fisije takvih jezgara potrebne su, prema tome, naelektrisane čestice visokih energija. Izvršena je fisija protonima, deuteronomima i α -česticama. Visoke energije tih čestica dobivaju se ubrzačima (akceleratorima) čestica. Za izazivanje fisije raznih jezgara bombardovanjem α -česticama potrebno je te čestice ubrzati do desetina i stotina MeV.

Fisiju jezgra urana može izazvati i foton dovoljno visoke energije kada se na jezgro orijentišu γ -zruci.

Ubrzo posle ostvarenja fisije atomskog jezgra od strane čoveka, ustanovljeno je da postoji i spontana fisija urana bez učešća čoveka. Čisti U^{235} podleže spontanoj fisiji brzinom oko 40 fisija na minut po jednom gramu urana. U jednom gramu običnog urana (u prirodi) prosečno se izvrši jedna fisija jednog atoma na minut. Lako je videti koliko je nesrazmerno brži radioaktivni raspad sa emisijom α -čestica od spontane fisije urana. Plutonijum ili ne podleže spontanoj fisiji ili mu je vreme poluraspada veće od 10^{14} godina.

Najvažnija je fisija pomoću neutrona.

Energija fisije je povezana sa pitanjem mase atomskog jezgra. Prema formuli za masu jezgra dobiva se za jezgro urana 235:

$$235,1124 \text{ ajm.} \quad (100,1)$$

Masa neutrona je 1,008986 ajm, pa je ukupna masa jezgra urana i neutrona koji naide na njega

$$U^{235} + n \rightarrow 236,12138 \text{ ajm.} \quad (100,2)$$

To je u stvari složeno jezgro, koje se cepa na produkte fisije.

Fisija se može desiti na više načina. Za nesimetriju masa produkata fisije još nema uspešnog teorijskog objašnjenja.

Za dobivanje makar i grube vrednosti za energiju koja se oslobada pri fisiji jezgra pretpostavićemo nerealan slučaj da oba parčeta (produkta) fisije budu međusobno jednaka, iako prema uopštenim izračunavanjima takav slučaj simetrične fisije nastupa u 0,01% slučajeva. No, za tu prvu svrhu i ovo je dovoljno kao indikacija.

Uzmu li se dva jednaka parčeta, biće za svako $Z = 46$, $A = 118$, tj. polovine odgovarajućih brojeva složenog jezgra, dobivenog uletanjem neutrona u jezgro U^{235} .

Primenom formule za masu ${}_{46}Pd^{118}$, ili iz tablica, dobiva se za svako parče

$$m = 117,97617 \text{ ajm.} \quad (100,3)$$

Onda je oslobodena energija koja je jednaka proizvodu c^2 i razlici mase ${}_{92}U^{236}$ i dvostruke mase ${}_{46}Pd^{118}$ ili

$$(236,12138 - 2 \cdot 117,97617) c^2 \approx 0,181 c^2, \quad (100,4)$$

a to je 157,2 MeV.

Dakle, vrlo velika energija.

Naravno, ovo hipotetično jezgro bilo bi vrlo nestabilno, ali je dovoljno da se vidi vrlo visoka energija pri nuklearnoj fisiji. Pre pronalaska fisije najviše energije poznatih nuklearnih reakcija bile su skoro desetak puta manje od ove.

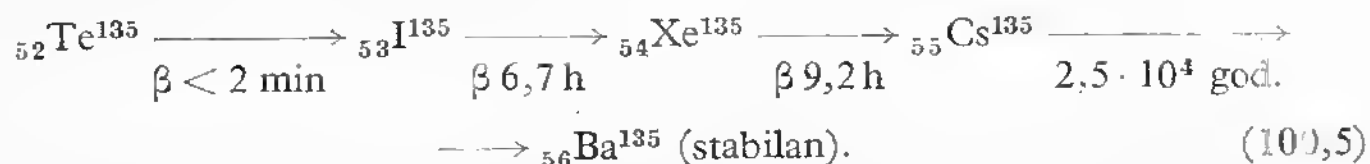
Vrlo važno je istaći da se odmah po pronalasku fisije ustanovilo da se pri svakoj fisiji oslobode 2—3 neutrona. U proseku se može uzeti oko 2,5 neutrona pri fisiji. To su brzi neutroni, koji su karakteristični za fisiju pomoću sporih (termičkih) neutrona. Predemo li na realan slučaj produkata fisije, recimo na jezgra mase 95 i 139, tj. na Mo^{95} i La^{139} , možemo detaljnije izračunati ukupnu energiju koja se pri fisiji oslobodi. Tačnije vrednosti njihove mase su 94,945 ajm i 138,955 ajm. Te mase zajedno sa masom, recimo, dva oslobođena neutrona iznose 235,919. Onda je oslobođena ona energija kojoj odgovara masa $236,124 - 235,919 = 0,214$ atomskih jedinica mase ili oko 198 MeV.

Taj grubi račun jasno pokazuje da se pri fisiji urana 235 pomoću termičkih neutrona oslobađa energija od oko 200 MeV.

Postoji više desetina raznih načina fisije. Oslobođena energija nije ista za svaki slučaj, ali njeno variranje nije veliko, te se navedena vrednost slobodno može uzeti kao stvarni red veličine.

Tako krupna parčad izazivaju jaku jonizaciju u supstanciji na koju nađu. Ukupna jonizacija tih parčadi je više nego deset puta veća od jonizacije pomoću α -čestica sa najvišom ranije postignutom energijom. Na taj način jonizacione komore lako konstatuju parčad pojedine fisije. I komore i fotografske (nuklearne) ploče pokazuju tragove nastalog parčeta.

Oba fragmenta su nestabilna, jer je za njihov maseni broj suviše velik broj neutrona u odnosu na protone. Višak neutrona nad protonima za uslov stabilnosti mnogo je veći kod najtežih elemenata nego u oblasti dobivenih elemenata (parčadi). Zato su produkti fisije veoma radioaktivni, i to sa β -raspadanjem. Ponekad je ustanovljeno i po šest uzastopnih β -dezintegracija do stanja stabilnog izotopa. Evo jedan primer takvih produkata:



Postoje razni metodi određivanja energije produkata fisije. Jedan je od njih merenje toplote proizvedene u kalorimetru poznatim brojem fisija (približno), a drugi — posmatranje jonizacije u poredenju sa jonizacijom α -čestica poznate energije.

Kinetička energija parčadi pri fisiji iznosi oko 160—162 MeV. Oko 21 MeV odlazi na radioaktivno raspadanje, i to: na β oko 5 MeV, γ oko 5 MeV, neutrona oko 11 MeV, na proizvedene neutrone oko 6 MeV (svaki oko 2 MeV energije, jer su vrlo brzi), a oko 6 MeV na momentalno zračenje. Neutroni i γ -zruci se eventualno apsorbuju, pa se njihova energija onda pretvori u toplotnu. I prema ovom bilansu energija fisije opet iznosi oko 195—200 MeV.

Ova jaka radioaktivnost produkata fisije pokazuje da pri velikom broju fisija neminovno nastaje „zatrovanje“ (kontaminacija), o čemu treba strogo voditi računa, naročito u tehničkoj praksi i rukovanju produktima fisije. U tu svrhu se koriste i odgovarajuća zaštitna sredstva.

Proces fisije atomskog jezgra objašnjen je pomoću modela kaplje, koja je naelektrisana itd. kao što je već navedeno, pri čemu se dobivaju rezultati koji se dosta dobro slažu sa eksperimentima. Tu teoriju su dali Bohr i Wheeler neposredno iste godine, 1939, kada je pronađena fisija. Došli su do zaključka da je fisija pomoću termičkih neutrona efikasna za jezgra urana 235. Procenjeno je i izračunato

- da je srednja vrednost vremena za koje se odigra proces fisije oko 10^{-12} s, a neke fisije se odigravaju čak i za 10^{-13} s. Neke fisije vremenski zakašnjavaju.

Fisija U^{238} može se izvršiti brzim neutronima.

§ 101. Nuklearna lančana reakcija

Neutroni koji nastaju pri fisiji mogu pod izvesnim uslovima izazvati nove fisije. Ako svaka fisija prouzrokuje po jednu ili više novih fisija, onda nastaje pojava da se fisije odigravaju kao po nekom „lancu”. Takva pojava ogromnog broja fisija koje se uzastopno prouzrokuju naziva se **lančana reakcija**. Naziv je analogan lančanoj reakciji u hemijskim procesima, iako se ovde radi o sasvim drugim pojavama. Lančano izazivanje je u redosledu analogno, iako je ovo nuklearna lančana reakcija.

Uran 238 ima takvo svojstvo da u izvesnim intervalima energije apsorbuje, odnosno „guta” neutrone. To su tzv. rezonantni intervali energije neutrona. Međutim, uran 235 trpi fisiju nailaskom termičkog, odnosno znatno usporenog neutrona. Prema elementarnoj kinetičkoj teoriji supstancije lako je izračunati da je prosečna energija termičkih neutrona otprilike kao energija čestice gasa pri običnoj temperaturi. Ta energija je reda kT , gde je $k = 1,38 \cdot 10^{-16} \frac{\text{erg}}{^\circ\text{K}}$, T recimo oko

300°K , pa se odmah vidi da se radi o stotim delovima jednog elektronvolta. U odnosu na dva miliona elektronvolti, energija termičkih neutrona je zaista mala. Otuda i potreba za usporavanjem neutrona nastalih pri fisiji, ako se želi ostvariti lančana reakcija pomoću termičkih neutrona. Supstancija, odnosno sredstvo za usporavanje neutrona od energije od oko 2 MeV, koju imaju kada se odvoje pri fisiji, do termičke energije ili neke između tih dvaju nivoa, naziva se **moderator**.

Uopšte, moderator je usporivač neutrona.

Pri lančanoj reakciji razlikuju se neutroni uzastopnih fisija, pa se neutroni čak i mogu u proseku pratiti i tretirati po „generacijama”, odnosno prema fisijama. Tu je važan odnos broja neutrona jedne generacije i broja neutrona neposredno prethodne generacije.

Količnik broja neutrona ma koje generacije i broja neutrona neposredno prethodne generacije naziva se **faktor multiplikacije** (multiplikativni faktor) ili **koefficient multiplikacije**, ili, pak, **koefficient reprodukcije**. Obično se obeležava sa k .

Odmah se uočava da će broj neutrona zavisi i od dimenzija tela ili sistema u kojem se lančana reakcija odvija. Neki neutroni mogu i izleteti iz toga sistema kao da „iscure” iz njega, pa se tako smanjuje njihov broj u sledećoj generaciji. Osim toga se dešavaju apsorpcije neutrona od strane raznih materijala u sistemu i pri raznim energijama sa odgovarajućim verovatnoćama, odnosno efektivnim presecima za odgovarajuću pojavu.

Zato se ovaj faktor k uzima uopšteno, a postoji tzv. **efektivni faktor multiplikacije** k_{ef} pri lančanoj reakciji. To je količnik prosečnog broja fisija jedne generacije neutrona i broja fisija neposredno prethodne generacije. U mnogim slučajevima to je isti faktor. Lančana reakcija se pojačava ako je $k_{\text{ef}} > 1$, a slabi kada je $k_{\text{ef}} < 1$. Ako je, pak, $k_{\text{ef}} = 1$, onda se lančana reakcija održava. U tehničkoj primeni nuklearne reakcije važnu ulogu ima razlika među tim faktorima i jedinicom. To je utoliko važnije kada se ima u vidu da svi neutroni, nastali pri fisiji, nemaju takvu „sudbinu” da izazovu sledeće fisije.

Efektivni faktor multiplikacije ima različitu vrednost u slučaju vrlo velikih dimenzija sistema. Ako se uzme da su te dimenzije „beskonačno” velike, onda

ne postoji umicanje neutrona iz sistema. Odgovarajući faktor multiplikacije za takav granični slučaj označava se obično sa k_{∞} . Ovaj izraz „beskonačno” označava sistem u kojem ne postoji umicanje neutrona u okolni prostor. Taj faktor se naziva i „beskonačni” faktor multiplikacije.

Prema tome se efektivno k može izraziti kao proizvod k_{∞} i neke verovatnoće, koja prikazuje meru umicanja neutrona iz mašine gde se održava lančana reakcija. Za potpuno sprečeno umicanje ta verovatnoća je jednaka jedinici, a to je, prema navedenom, i slučaj beskonačno velikih dimenzija. U toj gradaciji postoje neke minimalne dimenzije sistema pri kojima se može održavati nuklearna reakcija (sama po sebi). To su tzv. kritične dimenzije ili kritična veličina sistema uređaja ili mašine gde se odigrava i održava lančana reakcija. U stvari, to je kritična zapremina koja je potrebna da bi se održavala lančana reakcija. U tom sistemu mora postojati odgovarajuća količina fisionog materijala, ili „goriva”. Masa fisionog materijala koja mora postojati u kritičnoj zapremini da bi se održavala lančana reakcija naziva se kritična masa. Ako se u toj zapremini nalazi manje fisionog materijala od te određene odgovarajuće količine, onda se lančana reakcija ne može održavati. Kritična masa je najmanja za sistem sfernog oblika, kao što je poznato prema teoriji ekstremnih vrednosti.

§ 102. Nuklearni reaktori

Nuklearni reaktori su mašine u kojima se održava kontrolisana lančana reakcija i koristi u razne svrhe.

Prvi nuklearni reaktor konstruisao je i ostvario Enrico Fermi sa svojim saradnicima 1942. godine, tj. svega tri godine posle pronalaska nuklearne fisije.

Bez obzira na namenu reaktora, odmah se vidi da za održavanje nuklearne reakcije ta specijalna savremena nuklearna mašina nema nikakvih delova koji se kreću kao kod obične mašine, jer se glavni procesi odigravaju nailaskom neutrona na jezgro, što ne zahteva nikakva prethodna ili naknadna obrtanja i kretanja makvih delova mašine. Drugo i odvojeno pitanje tehničke i fizičke prirode je eventualno korišćenje toplote u nuklearnom reaktoru. U tu svrhu su potrebne obične termičke mašine, koje ne spadaju u sastav nuklearnog reaktora u užem smislu.

Svaki reaktor za rad zahteva određenu količinu nuklearnog goriva, koja omogućava da efektivni multiplikativni faktor bude blizu jedinice i da se održava nuklearna lančana reakcija.

Kod reaktora se reguliše i broj neutrona na taj način što se postavljaju specijalni kontrolni i sigurnosni uređaji pomoću kojih se prema potrebi uvlače mahom materijali koji prosto „gutaju” neutrone. Ta apsorpcija je toliko jaka da se naglim spuštanjem šipke ili poluge takvog materijala može vrlo brzo obustaviti lančana reakcija, odnosno obustaviti rad reaktora. Jedan od takvih materijala koji neobično jako apsorbuju neutrone je kadmijum, pa se za kontrolu i zaustavljanje lančane reakcije često upotrebljavaju poluge ili šipke od kadmijuma.

Osim umicanja neutrona iz reaktora, emituju se i gama-zraci, koji mogu biti štetni i opasni za okolinu. Da bi se iskoristio što veći broj neutrona u reaktoru za dobivanje nuklearnih fisija, većina reaktora ima kao sastavni deo reflektor. To je specijalni materijal koji se stavlja oko jezgra reaktora i koji odbija neutrone koji na njega naidu kao na zid.

Protiv emitovanja radioaktivnog zračenja (obično gama-zraka) gradi se štiti reaktora, koji je uzet od takvog materijala (beton, voda itd.) i takve je debljine da ne propušta gama-zrake iz reaktora u okolnu sredinu. Time je osigurana i neposredna okolina reaktora kako u normalnom radu tako i u slučaju kvara raznih vrsta, među kojima je i naglo povećanje broja fisija.

Postoje reaktori u kojima fisiju izazivaju termički odnosno spori neutroni. Takvi reaktori se obično nazivaju termički reaktori ili reaktori sa termičkim (sporim) neutronima. Međutim, fisiju mogu izazvati i brzi neutroni, pa se grade i reaktori sa brzim neutronima.

Kako se prilikom svake fisije oslobađaju brzi neutroni, u termičkim reaktorima treba usporavati te neutrone. Za usporavanje ili moderiranje neutrona upotrebljavaju se takve supstancije koje efikasno usporavaju, ali slabo apsorbuju. Iz mehanike sudara dveju čestica videli smo da jedna čestica prenese najviše svoje energije pri sudaru ne sa telima ili česticama mnogo veće mase, nego baš kada se sudari sa česticom koja ima istu masu kao ta čestica. Zbog toga je za najbolje usporavanje neutrona najefikasnija neka supstancija koja sadrži vodonik, odnosno atome vodonika. Jedna od takvih supstancija je parafin. Ali, ta supstancija ima nezgodnu stranu što i apsorbuje neutrone, te se zbog toga retko uzima za usporavanje neutrona.

Maločas smo napomenuli da se neutroni usporavaju u moderatoru. Ispostavilo se da je teška voda vrlo dobar moderator, jer vrlo slabo apsorbuje neutrone. Iako je masa jezgra atoma teške vode veća nego običnog vodonika, ipak se usporavanje vrši efikasno. Takođe se upotrebljava i nuklearno čist ugljenik (grafit), iako je masa njegovih atoma prilično veća od mase neutrona. Zbog svojih dobrih svojstava grafit je dobar moderator u nuklearnim reaktorima.

Prema tome, najrasprostranjeniji moderatori su teška voda i grafit. Usporavanje se vrši običnim sudarima neutrona sa jezgrima tih materijala, pri čemu neutron, pošto je električno neutralan, sudarom prenosi jedan deo svoje kinetičke energije jezgrima sa kojima se sudara. Energija neutrona se u dobrom moderatoru smanji do nivoa termičke energije za vrlo kratko vreme. Uran 238 ima svojstvo da vrlo lako apsorbuje neutrone u intervalu energije od 5 do 200 elektronvolti, pri čemu postoje takozvane rezonancije za odgovarajuće vrednosti energija u tom intervalu, za koje je efektivni presek apsorpcije relativno vrlo velik. Zbog toga se pri usporavanju neutrona u U^{238} vodi računa da neutroni u tom intervalu energije provedu što je moguće manje vremena kako bi se što manji broj apsorbovao.

Nuklearna goriva. — Kao prvo i glavno „gorivo” u nuklearnom reaktoru upotrebljava se uran. Kako uran 235 održava lančanu reakciju, a nalazi se u relativno vrlo malom procentu (0,72%) u prirodnom uranu, ukazala se potreba za izdvajanjem tog izotopa, a kasnije za „obogaćenjem” urana izotopom 235. U uranu 235 lančana reakcija se može postići i termičkim i brzim neutronima. Mnogi termički reaktori kao gorivo upotrebljavaju obogaćeni uran, i to od vrlo malih iznosa pa do preko 90 procenata urana 235. Sve je to povezano sa više faktora, među kojima je vrlo važan ekonomski, u pogledu cene i namene reaktora i goriva. Svakako je obogaćenje toliko skupo da je ista količina urana 235 u obogaćenom gorivu skuplja nego u prirodnom. No, raspored i procent jezgra urana 235 u gorivu takođe igra određenu ulogu, o čemu se vodi računa prilikom izbora i odlučivanja.

Osim urana, kao gorivo se upotrebljava plutonijum, obično Pu^{239} , koji se dobiva bombardovanjem urana 238 pomoću neutrona. Plutonijum takođe može održavati lančanu reakciju.

Odgovarajuća reakcija dobivanja Pu^{239} iz neutrona i U^{238} izgleda ovako:

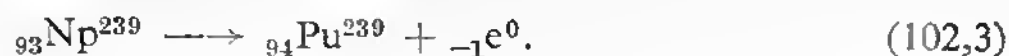


Tako dobiveni uran 239 nije stabilan, nego radioaktivan, pa se transmutuje u neptunijum i elektron, odnosno



Period poluraspada ovog složenog uranovog jezgra iznosi svega 23,5 minuta.

Neptunijum se dalje transmutoje u plutonijum i elektron prema relaciji



Period poluraspada za ovu transmutaciju iznosi $2\frac{1}{3}$ dana.

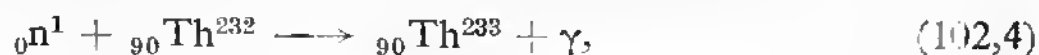
Tako nastali plutonijum pokazuje izvesnu radioaktivnost, pri čemu emituje α -čestice, ali je period poluraspada 24 400 godina. Pri toj transmutaciji nastaje uran 235 i alfa-čestice, odnosno helijum.

Plutonijum dobiven na taj način još uvek je vrlo skup, pa se koristi do sada uglavnom u reaktorima koji služe u eksperimentalne i istraživačke svrhe.

Kada bi se eventualno našli novi metodi jeftinog dobivanja plutonijuma, on bi postao verovatno jedna od glavnih nuklearnih sirovina zbog svojih dobrih svojstava u održavanju nuklearne lančane reakcije.

Kao nuklearno gorivo može služiti i izotop urana 233, koji se pokazao vrlo dobar u pogledu održavanja lančane reakcije.

Taj izotop se može dobiti bombardovanjem torijuma neutronima, odnosno



a zatim



Period poluraspada u ovoj reakciji je 23,5 minuta. Zatim sleduje



Period ove reakcije je 27,4 dana.

Uran 233 je radioaktivan sa emitovanjem α -čestica, ali je period poluraspada 162 hiljade godina.

Iako je U^{233} pogodan naročito u termičkim reaktorima i u reaktorima za dobivanje goriva, ipak je proces dobivanja jedan od razloga što nije mogao potisnuti običan uran i njegov izotop 235.

Klasifikacija reaktora vrši se na razne načine. Prvi način je prema raspoređenosti i obliku goriva, a to je i prema tipu konstrukcije. Drugi način je prema nameni i svrsi u koju se grade. Osim toga se uzima u obzir i priroda moderatora, a zatim brzina neutrona itd.

Prvi način klasifikacije razlikuje dva tipa reaktora:

- 1) homogeni reaktori,
- 2) heterogeni reaktori.

U homogenom nuklearnom reaktoru gorivo je „homogeno” raspoređeno, odnosno gorivo je u obliku tečnosti, rastvora ili, pak, u obliku praha homogeno raspoređenog u moderatoru, koji je mahom u čvrstom stanju, a može biti i u tečnom.

U heterogenom reaktoru gorivo je mahom u obliku šipki, koje su raspoređene kroz moderator prema prethodnom proračunu u cilju postizanja optimalnog funkcionisanja reaktora. Moderator može biti u čvrstom ili tečnom stanju. Tako, na primer, te šipke mogu biti potopljene i u tešku vodu (reaktor na tešku vodu) i u odgovarajuće kanale kroz grafit (reaktor na grafit).

U pogledu manipulacije pogodniji su reaktori sa tečnim govrom, jer se ono može na razne načine regulisati dodavanjem i odlivanjem, bez zaustavljanja rada reaktora. Kod heterogenog reaktora takve pogodnosti ne postoje, ali i oni imaju opet neke druge prednosti.

Zbog vrlo velike hemijske aktivnosti urana i plutonijuma, naročito pri visokim temperaturama, u heterogenim reaktorima se šipke goriva oblažu košuljicama od metala raznih podesnih svojstava da ih štite od reakcija, a isto tako i da ne apsorbuju neutrone. Jedan od takvih je aluminijum.

U pogledu svrhe korišćenja reaktori se mogu deliti u sledeća tri glavna tipa:

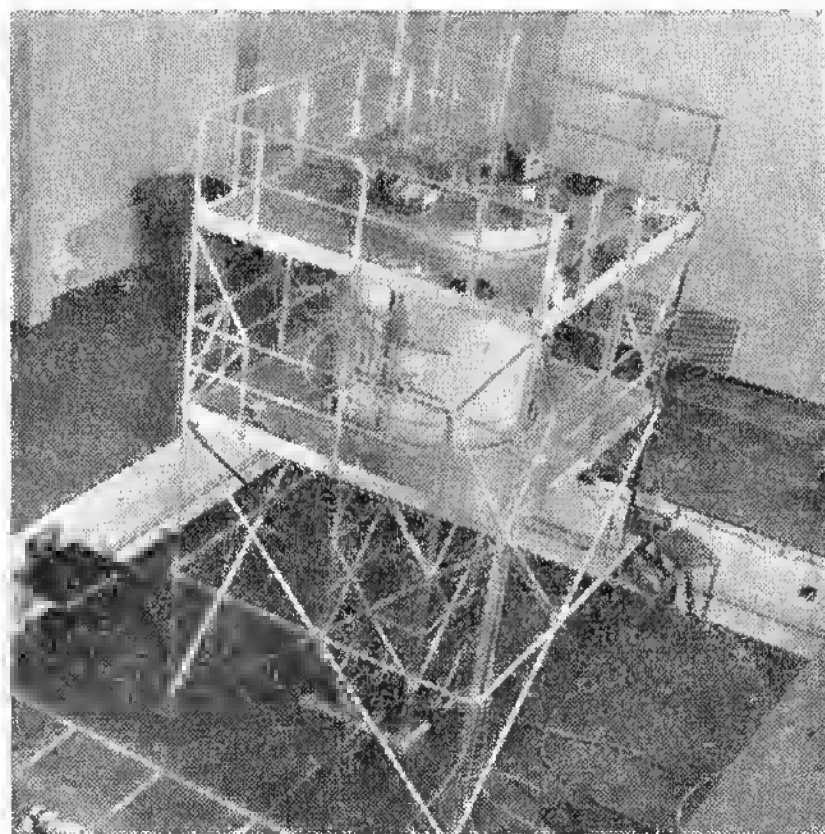
- 1) reaktori za istraživanje i razvoj,
- 2) produkioni reaktori, ili reaktori za proizvodjenje fisionog materijala,
- 3) reaktori za snagu.

Naravno, osim navedenih, postoje i druge raznovrsne namene i primene.

Istraživački reaktori predstavljaju uglavnom mašinu za neutrone i gama-zrake. U njemu se pomoću neutrona zrače razni primerci materijala u najrazličitije istraživačke, eksperimentalne i praktično-tehničke svrhe. Fluks neutrona kojim se obasipa primerak iznosi na bilione i stotine biliona neutrona na kvadratni centimetar u jednom sekundu. U takvim reaktorima postoje specijalni široki kanali za ubacivanje u reaktor materijala koji treba da se zrači.

Produkioni reaktori uglavnom služe za dobivanje plutonijuma 239 iz urana 238, kao i uran 233 iz torijuma 232.

Reaktori za snagu imaju mnogo veći efekt od istraživačkih, a snabdeveni su odgovarajućim uređajima za izdvajanje i odvođenje toplote koja se u reaktoru razvija, gde se koriste i obične termičke mašine, kao i električne. Tako se ta toplotna energija pretvara u električnu ili mehaničku za razne vrste upotrebe. Tu spadaju i reaktori za pogon raznih vozila po zemlji, vodi i kroz vazduh. Razumljivo je da se u konstrukcionom pogledu takvi reaktori za snagu međusobno vrlo mnogo raz-



Sl. 102-1

likuju, a naročito reaktori koji služe za pogon vozila od reaktora koji je nepokretan u raznim oblicima, među kojima je i kao obična nuklearna centrala. Postoje i reaktori sa dvojakom namenom — kako za snagu tako i za proizvodjenje fisionog materijala.

Navodimo osnovne podatke o reaktorima koji su izgrađeni u Institutu za nuklearne nauke „Boris Kidrič” u Vinči kod Beograda.

Nulti reaktor (sl. 102-1) ima sledeće karakteristike:

Dimenzije reaktora: prečnik tanka 2 metra, maksimalna visina teške vode 2,1 m;

Maksimalna količina teške vode: 7 tona ($6,3 \text{ m}^3$);

Količina urana: 4 tone (208 šipki, prečnika 2,5 cm, dužine 2,1 m);

Regulacija kritičnosti: putem regulacije nivoa teške vode (sistem pampa-pneumo-magnetski ventili);



Sl. 102-2

Registracija nivoa snage i kritičnosti: 3 BF_3 neutronska brojača sa predpojačivačima, linearnim pojačivačima, diskriminatorima, skalarima, visokim naponom i registratorima;

Sigurnosni sistem dve kadmijumske šipke sa gravitacionim dejstvom i elektromagnetnim otpuštanjem (ručnim i automatskim).

Istraživački reaktor od 6,5/10 MW (sl. 102-2, ima sledeće osnovne karakteristike:

Vrsta: heterogeni teškovodni reaktor.

Nominalna snaga: 6,5 megavata.

Maksimalna snaga: 0 megavata.

Srednji fluks neutrona: $2,9 \cdot 10^{13}$ neutrona / cm^2s .

Nuklearno gorivo: uran obogaćen sa 2% urana 235.

Moderator: teška voda.

Reflektor: grafit.

Hlađenje: prinudna cirkulacija teške vode.

Napomena: korišćenje zračenja iz reaktora za fundamentalna istraživanja strukture materije preko raznih reakcija, kao i uticaja zračenja na fizičke, hemijske i biološke osobine materijala; proizvodnja radioizotopa; istraživanja na elementima goriva za nove reaktore; upoznavanje i analiza rada reaktora i njegovih kola radi sticanja potrebnih iskustava i podataka; obuka kadrova radiološke zaštite uz reaktor, kao snažan izvor zračenja i mogućih radioaktivnih zagađenja.

§ 103. Nuklearna fuzija

Posmatrajući vrednosti energije veze računate po nukleonu za razne elemente, može se uočiti da je maksimum kod elemenata iz sredine periodne tablice elemenata. Ta vrednost je relativno mala za lake elemente (izuzevši helijum), ali se i iz numeričkih vrednosti i iz grafikona vidi kako ta vrednost varira od lakih ka sve težim elementima.

Tretiranjem fisije konstatovano je da se pri svakoj fisiji oslobada relativno vrlo velika energija. Kao primer uzmimo atom urana 235 i njegovu fisiju pomoću neutrona. Videli smo da se oslobodi oko 200 MeV energije. Ako se ta energija podeli brojem sastavnih čestica (nukleona), onda se dobije oslobodena energija,

praktično računata na jedinicu atomske mase. Uzme li se tačnije $E_{\text{fisijske}} = 195 \text{ MeV}$, ta energija po jedinici mase pri fisiji biće

$$\frac{E}{m} = \frac{195 \text{ MeV}}{236 \text{ ajm}} \approx 0,826 \frac{\text{MeV}}{\text{ajm}}. \quad (103,1)$$

Dakle, nešto ispod jednog megaelektronvolta po atomskoj jedinici mase.

To je energija „dezintegracije” supstancije.

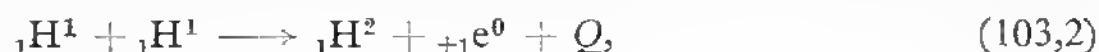
U prirodi postoji i obrnut proces, pri kojem se stapaju jezgra lakih elemenata u obližnja jezgra nešto težih, ali takode lakih elemenata. Taj proces se naziva nuklearna fuzija. U zvezdama je to glavni proces, a neke vrste fuzije je već i čovek ostvario, iako, na žalost, do sada samo u vidu vodonične (hidrogene) bombe.

Prema tome, fuzija jezgara lakih elemenata je u neku ruku proces suprotan procesu fisije teških elemenata. Pored „dezintegracije” supstancije postoji i njena „integracija”, odnosno pored njenog razbijanja postoji i njeno spajanje u dijalektičkom jedinstvu u dva smera, što onemogućava argumentovanje pogrešnog shvaćanja o jednosmernoj „degradaciji” supstancije. A da se ne govori o međusobnom pretvaranju čestica obične supstancije (tzv. „elementarnih” čestica) u polje kao jednom od oblika kretanja materije, bez obzira na njenu suptilnost.

Posmatrajmo sada koliko se energije oslobodi prilikom fuzije jezgara lakih elemenata. Prethodno ćemo navesti vrednosti mase tih najlakših elemenata:

${}_1\text{H}^1$	1,0081451 ajm	(laki vodonik),
${}_1\text{H}^2$	2,0147425	(deuterijum),
${}_1\text{H}^3$	3,0170013	(tricijum),
${}_2\text{He}^3$	3,0169807	(helijum 3),
${}_2\text{He}^4$	4,0038761	(helijum 4),
n	1,0089860 ajm	(neutron).

Uzmimo najpre dva jezgra lakog vodonika. Fuzija bi bila takva da od njih nastane kao novo jezgro deuteron i da se oslobodi jedan pozitron, odnosno prema relaciji



gde je Q oslobodena energija.

Masi mirovanja elektrona, odnosno pozitrona, odgovara energija oko 0,51 MeV, a atomska jedinica mase ima oko 931,16 MeV, pa se vidi da je taj dvohiljaditi deo zanemarljiv u pretežnom broju relacija.

Iz napisane relacije i tablice vidi se da je

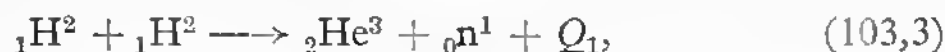
$$\begin{aligned} 2{}_1\text{H}^1 &= 2 \cdot 1,0081451 \text{ ajm} = 2,0162902 \text{ ajm}, \\ {}_1\text{H}^2 &= 2,0147425 \text{ ajm}, \\ 2{}_1\text{H}^1 - {}_1\text{H}^2 &= 0,0015477 \text{ ajm}. \end{aligned}$$

Odgovarajuća energija iznosi

$$0,0015477 \cdot 931,16 \text{ MeV} \approx 1,44 \text{ MeV}.$$

Dakle, ukupna energija oslobodena fuzijom dva jezgra lakog vodonika u jezgro teškog vodonika (2) iznosi oko 1,44 MeV. Izgleda na prvi pogled da je oslobodena energija oko jedan do dva megaelektronvolta mala. Međutim, ako se uzme po jedinici mase (ajm), dobije se energija koja nije osetno manja od energije oslobodene pri fisiji.

Uzmimo sada fuziju dva deuterona (jezgra teškog vodonika 2). Ispostavilo se da je od mogućih fuzija polovina u obliku



a polovina (50%) u obliku



Dakle, dva teška vodonika mogu izvršiti fuziju tako da se dobije helijum 3 i neutron, ali takođe i fuziju da se dobije vodonik 3 (tricijum, odnosno jezgro triton ako se zanemare elektroni) i laki vodonik 1.

Uzimanjem numeričkih vrednosti dobiće se

$$\begin{aligned} & 2{}_1\text{H}^2 - ({}_2\text{He}^3 + {}_0\text{n}^1) = \\ & = 4,0294850 - (3,0169807 + 1,0089860) = 0,0035183 \text{ ajm}, \text{ a odavde je energija} \\ & \quad 3,276 \text{ MeV}. \end{aligned}$$

Podeljeno brojem sastavnih čestica (4) dobije se za energiju po jedinici atomske mase 0,81 MeV, što je otprilike kao i kod fisije.

Za drugu navedenu reakciju dobije se oko 1 MeV po ajm (4,03 MeV/ajm), tj. nešto više nego pri fisiji.

Uzmimo fuziju prema relaciji



gde je E oslobođena energija. Tada je

$$\frac{E}{931,16} = 2,0147425 + 3,0169807 - (4,0038761 + 1,0081451),$$

ili

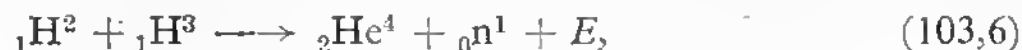
$$E = 18,35 \text{ MeV}.$$

Odavde je oslobođena energija u odnosu na atomsku jedinicu mase

$$3,75 \frac{\text{MeV}}{\text{ajm}},$$

a to znači više nego 4 puta od energije oslobođene pri fisiji.

Fuzijom ${}_1\text{H}^2$ i ${}_1\text{H}^3$ dobije se



a oslobođena energija iznosi $3,5 \frac{\text{MeV}}{\text{ajm}}$.

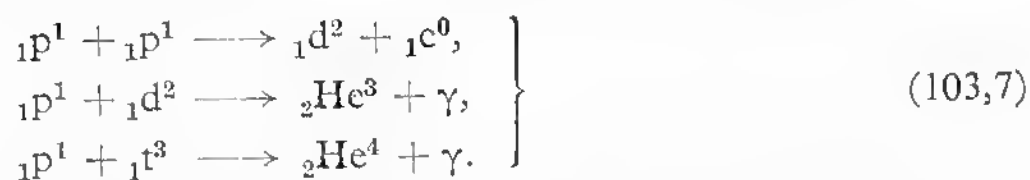
Osim navedenih reakcija postoje i druge, ali i ove jasno pokazuju kakve se ogromne količine energije oslobađaju pri nuklearnoj fuziji, bez obzira o kakvoj se vrsti pojedinih elemenata radi.

Za postizavanje procesa nuklearne fuzije neophodno je da čestice dobiju tako veliku brzinu da mogu savladati repulsivne sile među njima, jer su sva ta jezgra pozitivno naelektrisana. Poznato je da su te sile veće kod jezgara sa većim brojem protona, pa otuda i potreba za većim energijama, odnosno brzinama čestica koje ulaze u proces nuklearne fuzije.

Postoje dva glavna načina za ostvarenje toga procesa. Jedan je ubrzavanje čestica pomoću ubrzača raznih oblika i dejstava, a drugi — ostvarenje neobično

visokih temperatura, koje idu i do mnogo miliona stepeni. Naravno, nije teško izračunati da za odgovarajuće brzine kojima čestice savladaju repulsivnu elektrostatičku barijeru treba odgovarajuća vrlo visoka temperatura, što se može uraditi, prema ranije izloženom, prilikom sudara čestice i jezgra. Otuda i naziv *termo-nuklearne reakcije*.

Sada možemo navesti redom reakcije protona (jezgra atoma lakog vodonika) sa odgovarajućim jezgrima — protonom, deuteronom i tritonom. Označićemo ih sa p , d i t

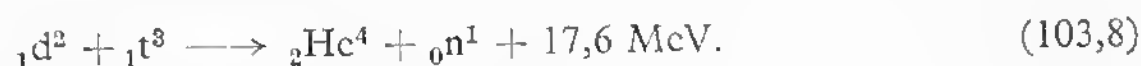


Ovde ne navodimo odgovarajuće količine energije razvijene pri reakciji.

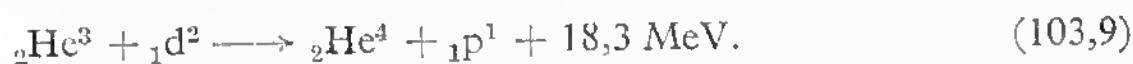
Izgledalo bi da su ove vrste fuzije zgodne, ali se ipak ne postižu sa dovoljnom verovatnoćom pri temperaturi, koja se može podesno realizovati. Jednostavno, efektivni procesi za te reakcije su suviše mali u uslovima koji se mogu postići. U zvezdama su takve reakcije, međutim, vrlo rasprostranjene.

U odnosu na laki vodonik, deuterijuma je u prirodi mnogo manje. No, ipak, ako se uzme samo ona količina deuterijuma koju sadrže vode okeana, dolazi se do zaključka da su to neobične veliki, praktično neiscrpni izvori energije putem moguće nuklearne fuzije. Zato ako redom posmatramo fuzije deuterona, videćemo one dve, već navedene fuzije među deuteronomima, od kojih jedna daje neutron, a druga proton.

Videli smo da u protonskoj varijanti nastaje triton, koji opet može vršiti fuziju sa deuteronom prema relaciji



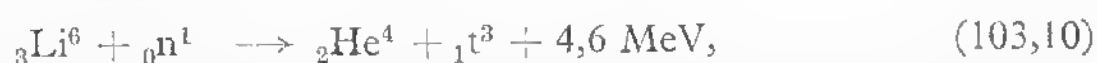
I ono jezgro atoma helijuma 3, nastalo pri fuziji protona i deuterona, takode može stupiti u fuziju sa deuteronom prema relaciji



U $d-t$ reakciji se oslobađa velika količina energije, ali je ona brža od ove na temperaturama, koje se u ovim termonuklearnim procesima mogu nazvati „nižim“, iako su i one vrlo visoke.

Ovih nekoliko reakcija pokazuju da se mogu dobiti ogromne energije, i to u principu čak i sa mogućnošću kontrolisanja oslobađanja tih količina energije. Između ostalog, podsetimo se da je magnetsko polje moćan regulator kretanja naelektrisanih čestica. Zbog toga je sada jedna od najaktuelnijih oblasti savremene fizike tzv. *fizika plazme* (jonizovanih gasova), gde termonuklearne reakcije imaju osnovnu ulogu.

Uzmimo kao primer samo onu reakciju u kojoj se oslobađaju neutroni. Oni su vrlo brzi, ali se mogu u principu usporiti pomoću podesnih moderatora. Pri tom se njihova energija može posredno ispoljiti i koristiti u obliku toplote, koja se najzad može i tehnički iskoristiti. Usporeni neutroni mogu stupiti u reakciju sa litijumom 6 prema relaciji



pri čemu se pored energije i alfa-čestica (helijuma) dobiju još i tritoni. Ovi tritoni sa svoje strane mogu izvršiti fuziju sa deuteronomima, što pokazuje dalekosežnost raznih vrsta nuklearne fuzije i neobično važnu budućnost te oblasti fizike i tehnike.

§ 104. Kosmički zraci. Čestice visokih energija

Iz kosmosa nailaze u Zemljinu atmosferu specijalni zraci, koji se nazivaju **kosmički zraci**. Pored te prve karakteristike da nailaze možda iz velikih daljina, druga karakteristika kosmičkih zraka je da im je energija fantastično velika. Ona se kreće od desetina hiljada MeV, odnosno stotina milijardi elektronvolti, pa čak do 10^{18} i 10^{19} eV (na trilion eelektronvolti). Da je energija tih zraka, zaista izvanredno velika, može se zaključiti upoređenjem sa energijom čestica pri ranije proučavanim procesima u laboratorijskim uslovima.

Obilje eksperimentalnih podataka, analiza, pretpostavki, proveravanja i potvrda, izvršenih i dobivenih poslednjih pedesetak godina, dovelo je do sigurnijih saznanja o tom neobičnom zračenju iz kosmosa. Ovde nećemo izlagati istorijski razvoj i načine kojima se došlo do saznanja o prirodi i ponašanju kosmičkih zraka. Napominjemo samo to da se kosmički zraci proučavaju eksperimentalno uglavnom pomoću **Wilsonove komore**, **brojača** i pomoću **nuklearnih ploča** (fotografskih) sa specijalnom emulzijom. Opis i tehnika funkcionisanja tih uređaja dati su u § 2 — § 10. Glavno je imati u vidu da svi ti metodi omogućuju da se dejstvo i trag kosmičkih zrakova može konstatovati, i to ne samo kvalitativno nego i kvantitativno. Nagadanja i oborene pretpostavke o kosmičkim zracima u toku istorije njihovog proučavanja, iako su interesantni, ovde nećemo navoditi.

Proučavajući prirodu kosmičkih zrakova, čoveka su interesovala mnoga pitanja o toj prirodi. Prvo pitanje je kakva je priroda tih zrakova kada nađu u atmosferu Zemlje. Drugo pitanje je odakle potiču. Treće pitanje — kako se ubrzavaju do tako izvanredno visokih energija, itd. O druga dva pitanja govorićemo malo kasnije.

Odgovarajući na ta i slična pitanja, uz prikupljanje i objašnjavanje ogromnog materijala, fizika kosmičkih zraka se razvila u tolikoj meri da predstavlja jednu od najvažnijih oblasti savremene fizike. U toku proučavanja kosmičkih zraka pronadene su mnoge čestice, koje su sastavni deo supstancije na Zemlji, osvetljena je struktura supstancija, otkrivene zakonitosti i povezanosti mikrosveta, kako na Zemlji tako uopšte u kosmosu. Usavršavanjem savremenih tehničkih metoda posmatranja mikroprocesa, a naročito tehnike ubrzavanja mikročestica, uspelo se da se i u laboratorijama dobiju čestice koje su prethodno otkrivene samo u kosmičkim zracima.

Možda je najsigurnije utvrđen odgovor na pitanje **kakva je priroda tzv. primarnih kosmičkih zraka**, tj. u kojem obliku oni nailaze iz kosmosa prema Zemlji. Ustanovljeno je da su primarni kosmički zraci čestice, i to:

protoni, koji sačinjavaju nešto više od $\frac{3}{4}$ ukupnog broja (77,5%),

alfa-čestice (joni helijuma), na koje otpada oko 20%,

teži joni elemenata rednog broja Z u Periodnom sistemu elemenata čak i do 45 (silicijuma, ugljenika, gvožđa itd.), koji iznose svega oko 2,5%.

Dakle, kosmički zraci pri nailasku na Zemljinu atmosferu pretežno su **protoni** izvanredno visoke energije.

a) *Dejstvo primarnih zraka na atome atmosfere.* — Kada proton ogromne energije naide na jezgro atoma atmosfere, on izazove dezintegraciju jezgra. Jezgro se razbija na više delova. Razumljivo je da, zbog ogromne energije tih protona, čestice koje nastaju razbijanjem jezgra imaju takode vrlo visoku energiju, odnosno brzinu.

Tako nastaju novi mnogobrojni procesi. Trag tako nastalih čestica, među kojima je pretežan broj naelektrisanih, konstatuje se na nuklearnim pločama, a

samo rasprсло jezgro zajedno sa tim tragovima izgleda kao *zvezda*, pa se tako ta pojava i naziva.

Sekundarne čestice, nastale pri takvoj „eksploziji“, nisu jedne vrste, pa čak nisu uvek ni u istom broju. Glavni delovi, odnosno produkti tih prvih raspada su *protoni*, *neutroni*, α -čestice i γ -zraci, a zatim i druge vrste čestica, tzv. π (*pi*)-*mezoni*, o kojima je već bilo govora pri tretiranju sila među nukleonima u jezgru. Postojanje mezona predvideo je japanski teorijski fizičar Jukava 1935. godine prilikom proučavanja privlačnih sila među nukleonima. π -mezoni su eksperimentalno otkriveni u kosmičkim zracima, i to tek 1947. godine [Powel (Pauel), Ockialini (Okialini)]. Druga vrsta mezona otkrivena je ranije, ali su π -mezoni upravo one čestice koje je Jukava predvideo u svojoj teoriji o čemu je već bilo govora u § 98.

Tako se pod uticajem jednog primarnog protona usled dezintegracije jezgra dobije na desetine čestica.

Svojstva ostalih produkata te dezintegracije dobro su poznata iz ranijih izlaganja, pa ćemo se ovde zadržati na mezonima.

Ustanovljeno je da postoje *pozitivni*, *negativni* i *neutralni* π -*mezoni*. Količina elektriciteta jednog π -mezona iznosi svega jednu elementarnu količinu, tj. tačno koliko i jednog elektrona ili protona.

Pozitivni π -mezon označava se sa π^+ , negativni sa π^- , a neutralni sa π^0 .

Masa pozitivnog i negativnog mezona iznosi oko 273 mase elektrona:

$$m_{\pi^{\pm}} = 273,2 m_e. \quad (104,1)$$

Neutralni π -mezon ima malo manju masu:

$$m_{\pi^0} = 264,2 m_e. \quad (104,2)$$

b) *Raspadanje π^{\pm} -mezona*. — π -mezoni se raspadaju na nove delove. Naravno, pre raspada oni jonizuju atome na koje nađu.

π -mezon se raspada na μ (*mi*)-*mezoni* i *neutrino*. Vreme poluraspada iznosi oko stomilionitog dela sekunda:

$$\tau = 2,6 \cdot 10^{-8} \text{ s.}$$

Shema toga raspada je

$$\pi^{\pm} \rightarrow \mu^{\pm} + \nu (+ 34 \text{ MeV}), \quad (104,3)$$

$$\tau = 2,6 \cdot 10^{-8} \text{ s,}$$

gde je sa ν označen neutrino.

Dakle, spontanim raspadanjem π^{\pm} -mezona nastaju μ^{\pm} -mezoni i neutrino.

Prema tome, postoje dve vrste mezona: π - i μ -mezoni.

Postoje pozitivni (μ^+) i negativni (μ^-) μ -mezoni.

Masa μ -mezona iznosi oko 207 masa elektrona:

$$m_{\mu^{\pm}} = 206,86 m_e. \quad (104,4)$$

c) *I μ -mezoni se raspadaju*. — μ^+ -mezon se raspada na elektron (*pozitron*), neutrino i antineutrino prema shemi

$$\mu^+ \rightarrow e^+ + \nu + \bar{\nu}, \quad (104,5)$$

gde je sa $\bar{\nu}$ označen antineutrino.

Vreme poluraspada μ -mezona iznosi oko milionitog dela sekunda:

$$\tau = 2,22 \cdot 10^{-6} \text{ s,}$$

tj. više od π -mezona. μ -mezoni su pronadjeni 1936. godine (Anderson, Neddermayer) (str. 262).

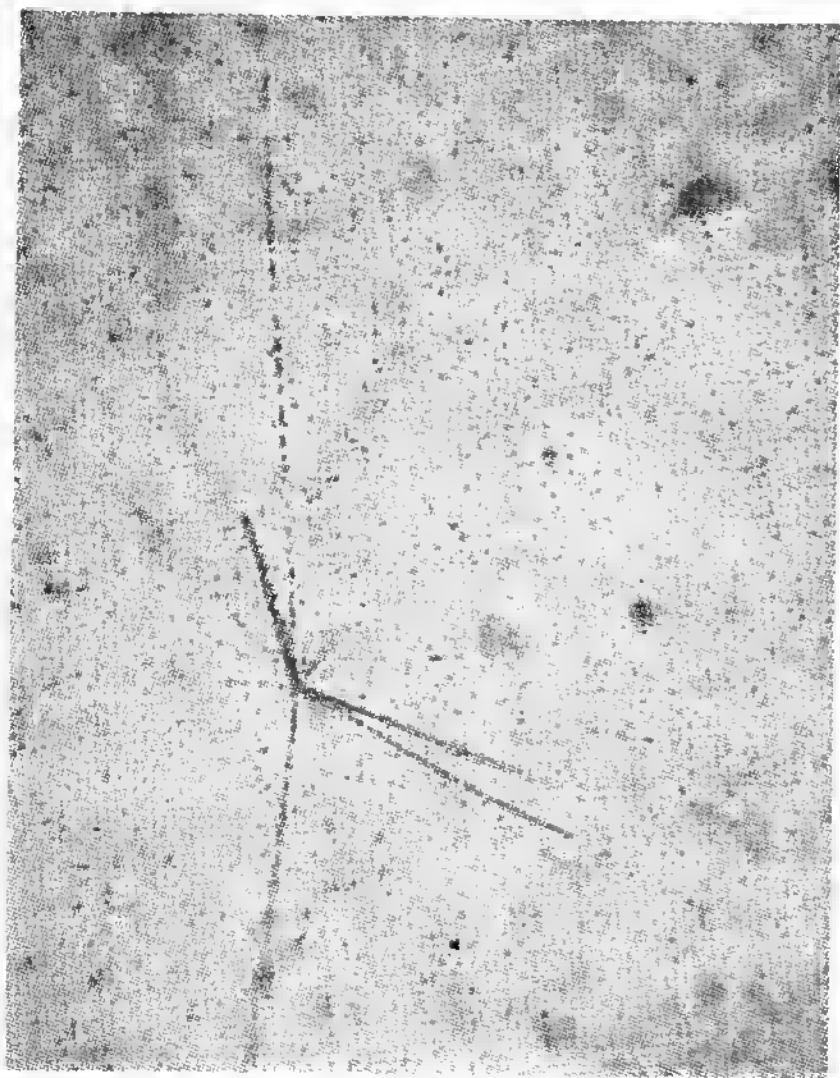
d) *Raspadanje π^0 -mezona* vrši se na taj način što od njega nastanu dva fotona. Vreme poluraspada iznosi svega oko 10^{-14} s. Shema toga raspadanja izgleda ovako:

$$\pi^0 \xrightarrow{\tau \approx 10^{-14} \text{ s}} \gamma + \gamma. \quad (104,6)$$

Raspadanje π -mezona na μ -mezone i neutrino nastaje pre nego što oni izgube znatan deo svoje energije na jonizaciju. Prema tome su i μ -mezoni čestice ogromne energije. Smatra se da pri tom procesu raspadanja tri četvrtine energije odnesu μ -mezoni, a oko jedne četvrtine neutrino.

Napominjemo da i nastali fotoni pri raspadanju π^0 -mezona takođe imaju veliku energiju, što je lako i izračunati prema odgovarajućoj energiji $m_\pi c^2$.

Karakteristično je da pri raspadanju i π^\pm -mezona i μ^\pm -mezona nastaje samo po jedna naelektrisana čestica, tj. prilikom raspadanja π^+ (ili π^-)-mezona nastaje kao, sekundarna naelektrisana čestica μ^+ (ili μ^-)-mezon, a pri raspadanju μ^+ (ili μ^-)-mezona kao sekundarna čestica nastaje e^+ (ili e^-) u odnosu na taj mezon kao primarnu česticu.



Sl. 104-1

e) *Prodiranje μ -mezona.* — Zbog svoje vrlo visoke energije i zbog slabog dejstva sa jezgrima μ -mezoni su neobično prodorni. Oni prodiru ne samo kroz atmosferu do Zemljine površine, nego čak i u Zemlju, a kroz vodu i do velikih dubina. μ -mezoni predstavljaju prodornu, jaku ili tvrdi komponentu kosmičkih zraka. Oni ne gube mnogo energije na jonizaciju, pa im otuda moć da lako prodru najdale od svih ostalih komponenata. Osim toga, nestabilnost π -mezona je mnogo veća nego μ -mezona u pogledu vremena poluraspadaanja ($\tau_\mu \approx 100 \tau_\pi$).

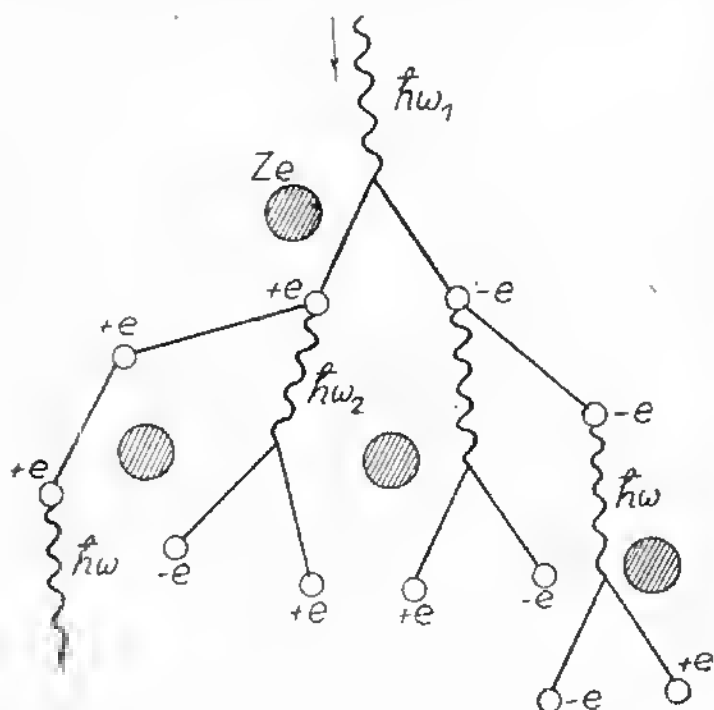
Kao ilustracija nastajanja „zvezde” nailaskom primarne čestice na jezgro navodimo jednu fotografiju toga procesa. (sl. 104-1).

f) *Pljusak kosmičkih zraka.*

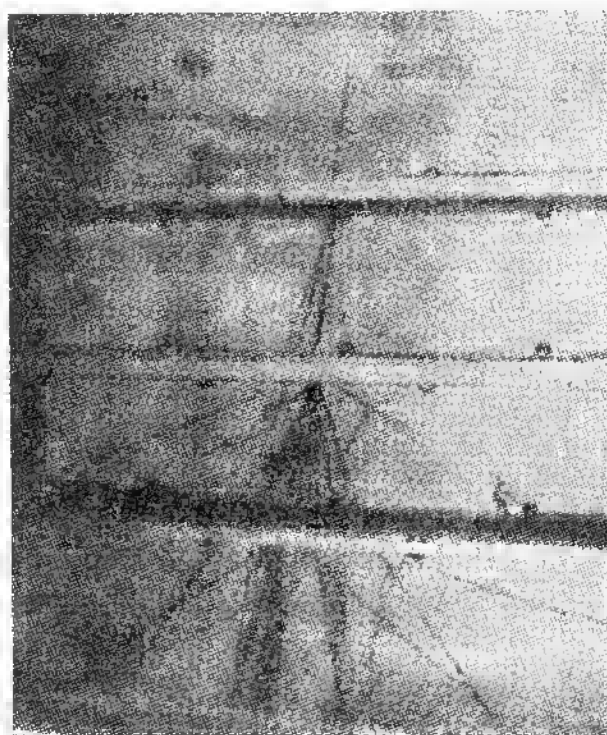
— Kada γ -zrak ogromne energije naide u polje jezgra, on se može transmutovati u par elektron—pozitron, o čemu je još ranije bilo govora. To je tzv. nastajanje para e^- i e^+ od γ -fotona. I ta pojava je otkrivena pri proučavanju kosmičkih zraka.

Ovaj proces je ilustrovan na sl. 104-2. Kako taj foton ima mnogo veću energiju od $2m_0c^2$, gde je m_0 masa mirovanja elektrona (odnosno pozitrona), razumljivo je da će nastali elektron i pozitron imati vrlo veliku kinetičku energiju.

Kada tako nastali elektroni i pozitroni nađu u polje jezgara, onda se oni ubrzavaju i emituju nove kvante svetlosti, koji su opet toliko tvrdi da se u polju jezgra mogu pretvoriti u novi par itd. Posle γ -zraka to mogu biti i X-zraci (manja energija), koji se opet mogu transformirati u par. Na taj način nastaje mnoštvo naelektrisanih čestica (uglavnom elektrona i pozitrona), koji se nazivaju *p l j u s a k*. To se lako zapaža i u običnoj Wilsonovoj komori, kao što je prikazano na sl. 104-3.



Sl. 104-2



Sl. 104-3

Prema tragovima i njihovim krivinama vidi se da postoje različito naelektrisane čestice. Osim toga, može se prema tome konstatovati i odnos među masama tih čestica, kao i dosta podataka o ostalim veličinama koje karakterišu te čestice.

Bez obzira na to kakva je priroda primarnih kosmičkih zraka, sve ove čestice kasnijih višestepenih procesa takođe spadaju u sastav kosmičkih zraka. Proučavanje tih čestica je takođe od velikog značaja u savremenoj fizici.

g) *Mezoni se dobivaju i u laboratorijama.* — U razdoblju od 1948—1955. dobiveni su π -mezoni i u laboratorijama. Neophodan uslov za to dobivanje je ubrzavanje čestica do vrlo visokih energija, koje iznose na stotine MeV. Ako se, naime, berilijum, tantal, bakar i još neki drugi elementi bombarduju protonima od oko 400 MeV, onda nastaju π -mezoni. Ubrzavanje se vrši u savremenim, vrlo moćnim akceleratorima.

Pri sudaru protona i neutrona koji imaju vrlo visoke energije može nastati π -mezon i dva neutrona prema shemi



π -mezon može nastati i sudarom fotona vrlo visoke energije, oko 300 MeV, sa neutronom. Osim negativnog π -mezona, nastaje još i proton prema shemi



Vidi se da π -mezon nastaje pri uzajamnoj transformaciji neutrona i protona. π^- -mezon može nastati i prema reakciji



§ 105. Mezoatomi

Kada se negativni μ -mezoni propuste kroz supstanciju, može se dogoditi da prodru u atom i da se počnu kretati oko atomskog jezgra umesto elektrona ili zajedno sa njima. Onda se uglavnom radi o električnim silama između jezgra i μ -mezona. Takvi atomi u kojima oko jezgra kruže mezoni nazivaju se *mezoatom*i. Uslov za nastajanje takvog sistema je da mezon nema preveliku energiju, jer bi inače izazvao ogromne poremećaje, pa se ne bi moglo govoriti o „zahvatu” mezona poljem. Onda se može smatrati da se ti mezoni kreću po nekom sloju ili orbiti oko jezgra. Poluprečnik te orbite je onoliko puta manji od poluprečnika prve orbite elektrona u atomu koliko je puta veća masa mezona od mase elektrona, tj.

$$r_{\mu} = \frac{m_e}{m_{\mu}} r_e. \quad (105,1)$$

Proces zahvata mezona poljem jezgra može nastati i kada se taj negativni mezon nalazi i na nekoj daljoj orbiti, ali je verovatnoća za takav zahvat vrlo mala.

Mezoatomi su dobiveni za ogroman broj elemenata, kako lakih tako i težih.

Na μ -mezon prema tome deluje, s jedne strane, jezgro električnom (Coulombovom) silom, a s druge strane, na njega deluju polja koja nisu elektromagnetske prirode, izazivajući njegovo raspadanje na elektron, neutrino i antineutrino.

Ta dva procesa se u neku ruku odigravaju konkurentno u odnosu na mezon. Raspadanje μ -mezona je verovatnije kod lakih mezoatoma rednog broja Z ispod 10. Iznad toga broja ukoliko je jezgro teže, utoliko više preovladuje zahvat jezgra, čime se smanjuje i period poluraspada.

Iz rezultata Bohrove teorije atoma lako je uočiti da je odgovarajuća energija μ -mezona 207 puta veća od energije elektrona u atomu. Zbog toga, u slučaju da su u atomu i μ -mezoni i elektroni, onda elektroni neće znatno uticati na kretanje tih mezona.

Proučavanje μ -mezoatoma zasniva se na elektromagnetskim interakcijama, i to skoro u potpunosti. Postoje i π -mezoatomi, ali se njihovo proučavanje zasniva na nuklearnim interakcijama. Priroda tih interakcija danas se intenzivno proučava, ali sigurnih rezultata sa definitivnim potvrđama na sasvim pristupačan način u stvari još nema. Neke otkrivene zakonitosti za π -mezone, koje su poluempirijskog karaktera, korisno će poslužiti za zasnivanje jedne pristupačne teorije i objašnjenja tih interakcija, a to znači i prirode nuklearnih sila.

Ovde ćemo ipak navesti neka postojeća objašnjenja navedenih pojava.

Proces izazivanja „zvezde”. Apsorbovanje mezona jezgrom. Spin mezona. — Energija mirovanja π -mezona $m_{\pi} c^2$ iznosi skoro 140 MeV, što se lako može dobiti i prema energiji mirovanja elektrona od oko polovine MeV. S druge strane, za razbijanje jezgra i nastajanje „zvezde” potrebna je energija oko 100 MeV. Kada se te dve veličine međusobno uporede, nije teško zaključiti da se pomoću π -mezona može izazvati to rasprskavanje jezgra odgovarajućom transmutacijom.

Kada jezgro apsorbuje negativni π -mezon, onda nastaje transmutacija tog mezona i jednog protona, tako da se od njih dobije jedan neutron prema shemi



No, kako su proton i neutron skoro jednake mase, pri takvom procesu se oslobodi energija, koja je skoro jednaka energiji mirovanja π -mezona.

Naravno, ta reakcija nastaje u jezgri, a ne u svakom slučaju i kada bi proton bio slobodan. Najverovatnije je da tu ogromnu energiju primi na sebe mali broj nukleona. Takvi nukleoni odmah predaju veliki deo svoje energije nukleonima,

sa kojima se sudare, te na taj način jezgro „eksplodira”. Procenjeno je da eksploziju izaziva oko tri četvrtine apsorbovanih π^- -mezona, tj. nešto više od jedne četvrtine π^- -mezona, koje jezgro apsorbuje, ne izaziva rasprskavanje jezgra. U tim slučajevima energija π^- -mezona prenese se na neutrone koji nastaju pri takvom procesu i na protone.

Ako se od ukupnog broja π -mezona uporedi broj koji izaziva zvezde sa brojem mezona koji se raspadaju u μ -mezone, onda se konstatuje da se mnogo veći broj raspada nego što izaziva zvezde. Razume se da se ova upoređenja vrše u ogromnom broju eksperimenata, gde se ti procesi konstatuju i mere.

Prilikom apsorbovanja negativnih μ -mezona jezgrom ne nastaju rasprskavanja („eksplozije”) kao pri apsorbovanju negativnih π -mezona. Ustanovljeno je da pri apsorbovanju negativnog μ -mezona jezgro izbacuje samo nekoliko neutrona, i to energije svega od nekoliko MeV. Može izbaciti i proton, ali rede, a vrlo retko izbacuje i nekoliko čestica. Kada se uporedi energija tih produkata dezintegracije, ona je mala u odnosu na energiju mirovanja μ -mezona.

Dakle, razlika između apsorpcije negativnog π -mezona i negativnog μ -mezona je u tome što svega jedan deo energije μ -mezona pode na pobuđivanje jezgra. To je jedno od objašnjenja i konstatacija da je mnogo jača interakcija π -mezona sa jezgrom nego μ -mezona. Ustanovljeno je da ta energija, koju daje μ -mezon na pobuđivanje jezgra, iznosi svega 10—20 MeV. Shodno svemu navedenom, mala je verovatnoća da elementi malih masa apsorbuju μ -mezone. Napominjemo da treba razlikovati apsorbovanje mezona jezgrom od pojave zahvata mezona poljem jezgra, o čemu je maločas bilo govora.

Prirodno je postaviti pitanje — kuda odlazi ona razlika energije pri apsorpciji μ -mezona jezgrom. Odgovor je dat na taj način što se pretpostavi da pri interakciji μ -mezona i protona nastane osim neutrona još jedna čestica. Kao i u mnogim drugim nuklearnim procesima, i ovde se pretpostavlja da je ta čestica neutrino, pa je shema procesa



Nastali neutrino odnese osetan deo energije, pa takvo objašnjenje zadovoljava.

To je jedna od glavnih razlika apsorpcije π^- -mezona i μ^- -mezona jezgrom. Otuda i ona razlika u karakteristici interakcije jednih i drugih sa jezgrom.

Iz navedenih shema (105,2 i 105,3) mogu se izvesti i neki zaključci o spinu π - i μ -mezona. Još ranije smo istakli važnost spina čestice, pa su i ti zaključci važni.

Kako je, naime, spin protona $\frac{1}{2}$ jedinica \hbar , a isto toliki i spin neutrona, odmah prema (§ 96, 4) izlazi da π -m e z o n m o r a i m a t i c e o s p i n zbog zakona održanja spina (momenta količine kretanja). Kako je, pak, i spin neutrina $\frac{1}{2}$, to iz poslednje sheme izlazi da μ -m e z o n m o r a i m a t i p o l u c e o spin. Izgleda da je spin π -mezona jednak nuli, a spin μ -mezona $\frac{1}{2}\hbar$.

Taj odnos među vrednostima spina π - i μ -mezona ogleda se i u shemi raspada π -mezona na μ -mezon i neutrino.

Dakle

$$s_\pi = 0, \quad s_\mu = \frac{1}{2} \cdot \hbar. \quad (105,4)$$

Danas se smatra da se polje atomskog jezgra, odnosno nuklearno polje sastoji od π -mezona. Tako je π -mezon kvant nuklearnog polja kao što je foton kvant elektromagnetskog polja. To je i potvrda Jukavine teorije.

Ustanovljeno je da su i proton i neutron takode složene čestice, te da se i u njima sadrže π -mezoni kao neka vrsta „oblaka”.

§ 106. Teški mezoni i hiperoni

U kosmičkim zracima pronađene su i nestabilne čestice veće mase od mase π -mezona. Njihovi tragovi su otkriveni i u Wilsonovoj komori i u fotoemulzijama. Naravno, postojanje i nastajanje tih čestica otkriveno je ogromnim brojem snimaka, koji su se ponavljali i tako se tehnika rada poboljšavala. Ustanovljeno je da postoje i teški mezoni mase oko hiljadu masa elektrona. Postoji više tipova raspada, pa je i njihova klasifikacija otežana. U toku otkrivanja teških mezona davana su im različita imena, i to mahom grčka i latinska slova. Međutim, u najnovije vreme teški mezoni se nazivaju zajedničkim imenom **K-mezoni** (ka-mezoni).

U kosmičkim zracima su takode nedavno otkrivene i čestice mase veće od mase protona (ili neutrona). Te čestice su nazvane **hiperoni**. Ima ih nekoliko vrsta, a masa im je otprilike od $2\,200\,m_e$ do preko $2\,500\,m_e$.

Postoje pozitivno naelektrisani, negativno naelektrisani i električno neutralni K-mezoni i hiperoni. Karakteristično je da je naelektrisanje svake od tih čestica tačno jednako elementarnoj količini elektriciteta, tj. količini elektriciteta jednog elektrona ili protona.

Teški mezoni pretežno nastaju zajedno sa hiperonom, i to mahom uzajamnim dejstvom π -mezona i nukleona.

K^+ (ka plus) i K^- (ka minus) mezoni imaju masu

$$m_{K^+} = m_{K^-} = 967\,m_e. \quad (106,1)$$

Vreme poluraspada iznosi oko stomilioniti deo sekunda:

$$\tau = 1,2 \cdot 10^{-8}\,s.$$

Neutralni K-mezon K^0 (ka nula) ima masu

$$m_{K^0} = 974\,m_e, \quad (106,2)$$

a vreme poluraspada oko sto puta manje od τ naelektrisanog K-mezona:

$$\tau_{K^0} = 1,0 \cdot 10^{-10}\,s.$$

Nije objašnjen razlog za tu veliku razliku u vremenu poluraspada.

Postoji i mezon anti K^0 sa vremenom poluraspada $0,6 \cdot 10^{-7}\,s$.

Numeričke vrednosti za odgovarajuće fizičke veličine, koje karakterišu ove čestice, stalno se menjaju u vezi sa poboljšanjem tehnike i metoda određivanja.

Naelektrisani K-mezon može se raspasti u tri π -mezona prema shemi

$$K^+ \rightarrow \pi^+ + \pi^+ + \pi^- \quad (106,3)$$

odnosno analogno za K^- .

Takode se može raspasti i prema relacijama

$$\left. \begin{aligned} K^+ &\rightarrow \pi^0 + \mu^+ + \nu, \\ K^+ &\rightarrow \pi^+ + \pi^0, \\ K^+ &\rightarrow \mu^+ + \nu. \end{aligned} \right\} \quad (106,4)$$

Osim toga, postoji veći broj načina raspadanja K-mezona.

Jedan od načina raspadanja K^0 -mezona je na π^+ i π^- .

Prema načinu raspadanja može se zaključiti da je spin K-mezona ceo broj, odnosno najverovatnije nula.

Smatra se da postoje tri vrste hiperona:

$$\begin{aligned}\Lambda & \text{ (l a m b d a),} \\ \Sigma & \text{ (s i g m a),} \\ \Xi & \text{ (k s i)-hiperoni.}\end{aligned}$$

a) *Lambda-hiperoni* su električno neutralne čestice. Postoji lambda (Λ) i anti-lambda-hiperon ($\bar{\Lambda}$).

Njihova masa iznosi

$$m_{\Lambda} = m_{\bar{\Lambda}} = 2\,183\, m_e, \quad (106,5)$$

a vreme poluraspada

$$\tau_{\Lambda} = \tau_{\bar{\Lambda}} = 2,5 \cdot 10^{-10} \text{ s.}$$

Λ -hiperon se može raspadati prema relaciji

$$\text{ili} \quad \left. \begin{aligned} \Lambda & \rightarrow p + \pi^- \\ \Lambda & \rightarrow n + \pi^0. \end{aligned} \right\} \quad (106,6)$$

b) *Sigma-hiperoni* mogu biti pozitivno naelektrisani, negativno naelektrisani i neutralni. Svakoj čestici odgovara antičestica.

Σ^+ (sigma plus) i $\bar{\Sigma}^+$ (antisigma plus) ima masu

$$m_{\Sigma^+} = m_{\bar{\Sigma}^+} = 2\,328\, m_e. \quad (106,7)$$

Vreme poluraspada iznosi

$$\tau_{\Sigma^+} = \tau_{\bar{\Sigma}^+} = 0,8 \cdot 10^{-10} \text{ s,}$$

tj. veličine vrlo blizu τ lambda-hiperona, ili nešto manje.

Σ^0 (sigma nula) i $\bar{\Sigma}^0$ (antisigma nula) ima masu

$$m_{\Sigma^0} = m_{\bar{\Sigma}^0} = 2\,332\, m_e. \quad (106,8)$$

Vreme poluraspada je mnogo manje od τ ostalih čestica. Smatra se da je negde između bilionitog i trilionitog dela sekunda.

Raspada se na Λ -hiperon i γ -kvant prema relaciji

$$\Sigma^0 \rightarrow \Lambda + \gamma. \quad (106,9)$$

Σ^- (sigma minus) i $\bar{\Sigma}^-$ (antisigma minus) ima još nešto veću masu

$$m_{\Sigma^-} = m_{\bar{\Sigma}^-} = 2\,341\, m_e, \quad (106,10)$$

a vreme poluraspada dvaput veće od τ za Σ^+ :

$$\tau_{\Sigma^-} = \tau_{\bar{\Sigma}^-} = 1,6 \cdot 10^{-10} \text{ s.}$$

Raspada se na neutron i π -mezon:

$$\Sigma^- \rightarrow n + \pi^-.$$

c) *Ksi-hiperoni* su ili neutralni ili negativno naelektrisani. Njihova masa je veća od mase ostalih navedenih hiperona.

Ξ^0 (ksi nula) ima masu

$$m_{\Xi^0} = 2\,566\, m_e \quad (106,11)$$

Smatra se da postoji i antiksi nula hiperon, iako još nije sigurno eksperimentalno otkriven.

Vreme poluraspada iznosi

$$\tau_{\Xi^0} = 1,5 \cdot 10^{-10} \text{ s.}$$

Ξ^- (ksi minus) ima masu

$$m_{\Xi^-} = 2\,580\, m_e \quad (106,12)$$

a vreme poluraspada

$$\tau_{\Xi^-} = 1,3 \cdot 10^{-10} \text{ s.}$$

Ksi-hiperoni se raspadaju na Λ -hiperon i π -mezon prema shemi

$$\left. \begin{aligned} \Xi^0 &\rightarrow \Lambda + \pi^0, \\ \Xi^- &\rightarrow \Lambda + \pi^-. \end{aligned} \right\} \quad (106,13)$$

K-mezoni i hiperoni ponašaju se neobično, pa se zato i nazivaju *neobične* ili *čudnovate* čestice.

Ta neobičnost se sastoji u tome što proces raspadanja i proces nastajanja tih čestica nije reverzibilan. Kao primer može poslužiti shema raspadanja Λ -hiperona:

$$\Lambda \rightarrow p + \pi^-. \quad (106,14)$$

Kako je odgovarajuće vreme poluraspada oko 10^{-10} s, izlazi da je za to raspadanje dovoljna i slaba interakcija.

Uzme li se obrnut proces, tj. da se vidi šta nastaje od protona i π -mezona, videće se da ne nastaje samo Λ -hiperon nego zajedno sa njim još i K^0 -mezon, odnosno

$$p + \pi^- \rightarrow \Lambda + K^0. \quad (106,15)$$

Pretpostavlja se da se ovaj proces karakteriše vremenom oko 10^{-23} s, što znači da ga uslovljava jaka interakcija.

Dakle, od neutralnog lambda-hiperona nastaje proton i negativni π -mezon, ali od protona i negativnog π -mezona ne može nastati opet taj Λ -hiperon sam, nego samo u zajednici sa K^0 -mezonom.

Prema tome, čudnovate čestice nastaju u parovima, uz vrlo jake interakcije, a raspadaju se pojedinačno na slabe interakcije.

K-mezoni su otkriveni u toku drugog svetskog rata i neposredno posle njega (1942—1947), a neki hiperoni 1947. godine.

U najnovije vreme uspeo se da se pomoću akceleratora dobiju pored π -mezona i K-mezoni i hiperoni. Takođe su dobiveni i odgovarajući antinukleoni (antiprotoni i antineutroni, Segré, Chamberlain 1955).

Usavršavanje akceleratora omogućilo je da se postignu energije nižih nivoa kosmičkih zraka, a u doglednom periodu će se ta granica pomeriti prema znatno višim energijama.

Spin hiperona je kao i spin nukleona:

$$s_{\text{hiperona}} = \frac{1}{2} \hbar.$$

§ 107. Tvrda i meka komponenta kosmičkih zraka u zavisnosti od nadmorske visine

Dosadašnja izlaganja su se odnosila na prirodu i sastav kosmičkih zraka i procesa koji se odigravaju u njihovoj interakciji sa jezgrima atoma atmosfere. Sada nas interesuju neke fenomenološke pravilnosti i podaci.

Postoji gruba podela kosmičkih zraka na dve komponente: *t v r d u* i *m e k u*. Tvrdu komponentu sačinjavaju u pretežnom broju μ -mezoni na manjim nadmorskim visinama, a na vrhu atmosfere protoni i π -mezoni. Na visinama do 5 km μ -mezona je deset puta više u kosmičkim zracima nego π -mezona.

Uglavnom, tvrdu komponentu pretežno sačinjavaju *b r z i m e z o n i*.

Meku komponentu sačinjavaju uglavnom elektronsko-pozitronski parovi sa kaskadnim nastajanjem, odgovarajući γ -fotoni, kao i spori mezoni i eventualno spore druge čestice.

Na morskom nivou se konstatuje da na 1 m² u jednom sekundu nailazi oko 200 čestica kosmičkog zračenja, i to:

brzi mezoni u iznosu 69% (10 puta više μ -mezoni nego π),
elektroni i protoni 25%,
spori mezoni 5%,
spori protoni 1%.

Na visini oko 14—15 km meka komponenta kosmičkih zraka znatno preovlađuje nad tvrdom komponentom. Računa se da na visini između 13 i 20 km broj elektrona, pozitrona i fotona dostiže maksimalnu vrednost. Njihov broj na toj visini znatno premašuje broj svih ostalih čestica koje ulaze u sastav kosmičkih zraka. Smanjenjem visine ispod navedene za maksimum, broj elektrona i fotona brzo opada, dok se broj μ -mezona ne smanjuje zbog slabe interakcije sa jezgrima, odnosno i zbog vrlo slabih gubitaka μ -mezona na zračenje. Zbog toga se i broj μ -mezona relativno povećava smanjenjem nadmorske visine.

U toku prvobitnih proučavanja kosmičkih zraka pažljivo su merene jačine i oblici jonizovanja koje oni izazivaju na raznim mestima na Zemlji i raznim nadmorskim visinama. Puštani su i baloni sa instrumentima i uređajima u cilju otkrivanja prirode primarnih kosmičkih zraka i oblika njihovih interakcija sa atomima atmosfere.

U tim proučavanjima otkrivene su i razlike u odnosu na geografsku širinu mesta odakle se posmatra, zatim se konstatovalo da na kosmičke zrake znatno utiče Zemljino magnetsko polje, što je sasvim razumljivo kada se zna da su primarni zraci protoni. Čak nije teško ni izračunati kolika treba da bude minimalna energija tih protona da bi mogli prodreti u Zemljinu atmosferu, računajući Zemlju kao magnetski dipol sa tačno određenim momentom dipola. Pri tome se pretpostavlja da protoni sa energijom ispod određene vrednosti, ukoliko iz kosmosa naidu prema Zemlji, moraju skrenuti pod uticajem njenog magnetskog polja i odleteti u okolni prostor.

Uočen je uticaj Sunca i temperature na jačinu kosmičkog zračenja i odgovarajuće jonizacije.

Sve to je istraživano i konstatovano uglavnom bez tačnijih saznanja i podataka o prirodi kosmičkih zraka.

Medutim, iako se danas mnogo više zna o prirodi kosmičkih zraka, sva ta znanja su još uvek vrlo skromna u odnosu na pravu prirodu kosmičkih zraka.

Na pitanje odakle potiču kosmički zraci, koje smo naveli u početku ovog paragrafa, fizičari još nisu odgovorili. Zna se da oni nailaze iz velikih daljina izvan Sunčevog sistema. Uticaj Sunca nije takav da bi se moglo zaključiti da kosmički zraci potiču od njega. Ali odakle baš i na koji način potiču i stižu, ostaje za sada

samo postavljeno pitanje bez odgovora. Čak nema ni dovoljno obrazloženih hipoteza u tom smislu.

Takode nije uspešno odgovoreno ni kako se primarni kosmički zraci ubrzavaju do tako fantastičnih brzina (energija). Nije teško izračunati brzine kada se znaju energije, koje idu do na trilione elektronvolti. Smatra se da ih ubrzava verovatno neko džinovsko magnetsko polje kosmosa, i to u raznim etapama, ali nema uspešne teorije u tom smislu. Taj laboratorijski proces kosmosa, koji nam se prikazuje kroz energiju kosmičkih zraka, najavljuje ranije neslućene izvore energije koji emituju energiju prema Zemlji, a istovremeno i prirodnu povezanost pojava i supstancija, bez obzira na kojem su se mestu u kosmosu nalazile i odigravale.

Sa kosmičkim zracima nerazdvojno je povezana fizika tzv. elementarnih čestica, počevši od elektrona, pozitrona, pa preko mezona i nukleona do raznih vrsta hiperona i odgovarajućih antičestica. Ispostavilo se da to nisu elementarne, nego u stvari osnovne čestice, a u kojoj je meri njihova fundamentalnost — to se tek proučava. Svakako se očekuje da se unese izvesna sistematičnost u njihovu klasifikaciju i bolje otkrije povezanost među njima. Zbog toga smo ih ovde tretirali povezano sa kosmičkim zracima, a ranije sa strukturom atoma i jezgra. Svakako su i protoni i neutroni složene čestice, pa se u tom smislu u najnovije vreme proučava i njihova struktura, pri čemu se došlo do rezultata da u toj strukturi mezoni imaju važnu ulogu, kao što je već napomenuto.

FIZIKA ČVRSTOG TELA (STANJA)

§ 108. Kristali i amorfna tela

Fizika čvrstog tela tretira vezu među atomsko-elektronskom strukturom čvrstih tela i njihovim raznim fizičkim osobinama. Te fizičke osobine su različite prirode. Prvenstveno se proučavaju električna i magnetska, a isto tako i toplotna i mehanička svojstva. O njima će se pojedinačno govoriti kasnije.

Čvrsta tela u kojih su atomi ili atomske skupine raspoređeni u prostoru prema izvesnoj pravilnosti nazivaju se **kristali**. Tela sa atomima bez pravilne prostorne raspoređenosti nazivaju se **amorfna tela**. Prema tome, kristali po pravilu poseduju odgovarajuće prostorne oblike i pravilnosti, pri čemu je simetrija jedna od glavnih karakteristika, a takode postoji i više vrsta simetrije. Napominjemo da i pored navedenog pravila za strukturu kristala postoje i kristalna tela bez pravilnih geometrijskih oblika. Njihovo razlikovanje od amorfniha tela ogleda se u nekim fizičkim svojstvima i u različitom ponašanju pod nekim određenim spoljašnjim uticajima.

U toku istorijskog razvoja proučavanja kristalnih tela važnu ulogu je igralo shvatanje da se biološke osobine nametnu i neživoj supstanciji, pa su u tom smislu i kristalima odavno dati nazivi, kao „kristalna individua”, „život kristala”, „nicanje”, „rašćenje”, pa čak postoje i izrazi da se kristali hrane, da se zamaraju, da stare itd. Takvi izrazi idu čak i dotle da je odomaćen i termin da se kristali međusobno „proždiru”. Razumljivo je da se pri tom radi o spoljašnjim analogijama, jer su biološki oblici kretanja u kvalitativnom pogledu druge prirode i na drugom nivou.

Spoljašnji oblik prirodno nastalog kristala je po pravilu **poliedarski**. Prema veličini, kristali mogu biti vrlo mali i vrlo veliki — te dimenzije idu od nevelikog broja angstrema do jednog metra, pa i više.

Pravilna prostorna raspoređenost atoma ili atomskih grupa može biti u velikom delu čvrstog kristalnog tela, tako da se to manifestuje i mikroskopski. To se može manifestovati na celom komadu posmatrane supstancije. Takav materijal se naziva **monokristal**. Dakle, monokristal se odlikuje makrokristalnošću.

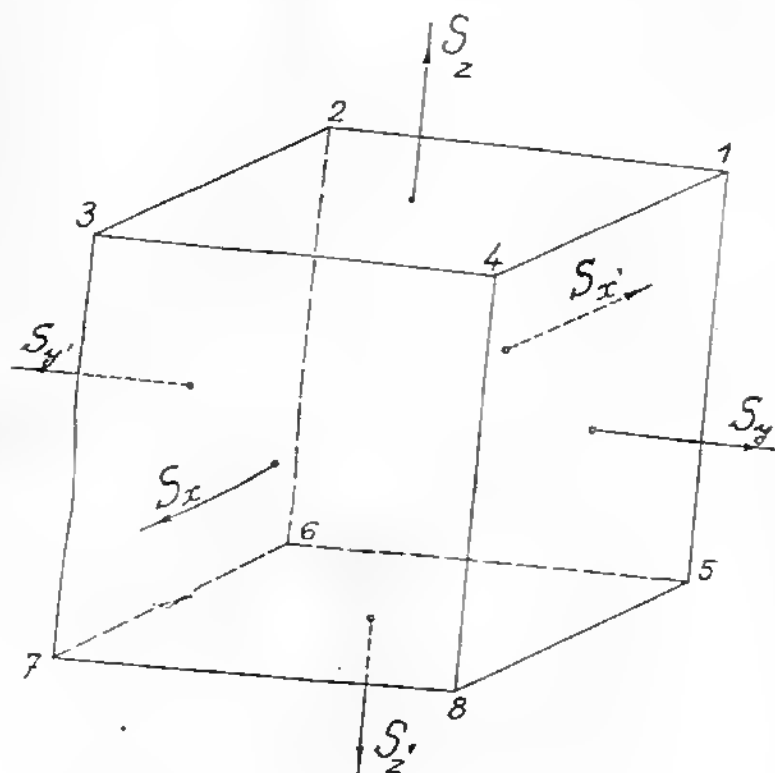
Ako pravilna prostorna raspoređenost atoma ili atomskih grupa obuhvata samo male delove materijala, koji se ograničavaju na atomske dimenzije, onda se takav materijal naziva **polikristal**. Prema tome, polikristal se odlikuje mikrokristalnošću. Polikristali izgledaju pod mikroskopom kao da su sastavljeni od pojedinih zona, koje predstavljaju kristale. Ti kristali imaju i nepravilne oblike zbog smetnji od strane drugih, susednih kristala. Većina materijala, koji se proučavaju i primenjuju u savremenoj tehnici, spada u polikristale, koji se sastoje od velikog broja sitnijih ili krupnijih kristala. Dimenzija tih zrna sa kristalnom strukturom u polikristalima iznosi u metalima oko 10^{-5} — 10^{-4} cm.

Kristal ima, kao i svaki poliedar, odgovarajuće elemente geometrijskog ograničavanja, ili granične elemente, a to su: **pljosni** (ravni, površine ili str

ivice i rogļjevi. Označi li se sa p broj ravni (pljosni), sa r broj ivica i sa e broj rogļjeva, onda za sve poliedre postoji sledeće pravilo:

$$p + e = r + 2.$$

Ovaj odnos se može proveriti i pokazati na ma kojem poliedru. Mi ćemo uzeti heksaedar, odnosno kocku (sl. 108-1). (108,1)



Sl. 108-1

Očigledno je da broj ravni (pljosni) 6 ($S_x, S_x', S_y, S_y', S_z, S_z'$), broj rogļjeva 8, a broj ivica 12. tj.

$$p = 6, e = 8, r = 12.$$

$$6 + 8 = 12 + 2.$$

Ravni (pljosni) na kristalu su takođe rasporedene prema izvesnim pravilnostima. One se raspoređuju u pojasevima (zonama). Naziv zona za konfiguraciono-geometrijske oblike kristala dobio je niz ravni (pljosni), koje se seku po paralelnim ivicama.

U kristalu oblika heksaedra razlikuju se tri zone (pojasa) sa sledećim ravnima (pljosnima) (sl. 108-1): $S_x, S_y, S_z, S_x', S_y', S_z', S_x'', S_y'', S_z''$.

Kristali pojedine supstancije ne moraju biti međusobno isti ne samo po veličini nego čak ni po obliku. Međutim, za njih postoji jedna karakteristika kao posledica činjenice da se ravni (pljosni) prilikom rašćenja kristala pomeraju paralelno same sebi. Otuda i pravilo ili zakon konstantnosti uglova. Ravni kristala održavaju stalan međusobni nagib. (Napominjemo da ćemo češće upotrebljavati naziv ravan kristala nego pljosan, iako je ovaj poslednji naziv odavno u upotrebi.)

Uglovi između odgovarajućih ravni i ivica svih kristala jedne supstancije (materijala) ne menjaju se, nego su isti, bez obzira na razliku u formama i dimenzijama.

§ 109. Tipovi veza u kristalima

Kristal je sastavljen od atoma, jona i molekula, koji su raspoređeni prema izvesnim pravilnostima geometrijskih oblika, te otuda i oblik kristala. Oni na taj način sačinjavaju kristalnu rešetku, koja ima razne geometrijske oblike. U pogledu prostornosti kristalna rešetka se odlikuje periodičnošću.

Prema tome, strukturni elementi kristala su atomi, joni i molekuli, ali uvek raspoređeni prema geometrijskim pravilnostima. Interesantno je napomenuti da takav raspored strukturnih elemenata kristala odgovara u većini slučajeva, minimalnoj slobodnoj energiji tih čestica.

U zavisnosti od toga koji su strukturni elementi raspoređeni na odgovarajući način u kristalu, sačinjavajući kristalnu rešetku, klasifikuju se i kristali, odnosno kristalne rešetke, a prema tome i same veze. Klasifikacija može biti različita, ali

je uobičajeno da se kristalne rešetke, a to znači i veze u kristalima, dele na sledeće tipove:

- 1) atomske (sa kovalentnim ili homeopolarnim silama),
- 2) jonske (sa heteropolarnim silama),
- 3) metalne,
- 4) molekularne

kristalne rešetke ili veze u kristalima.

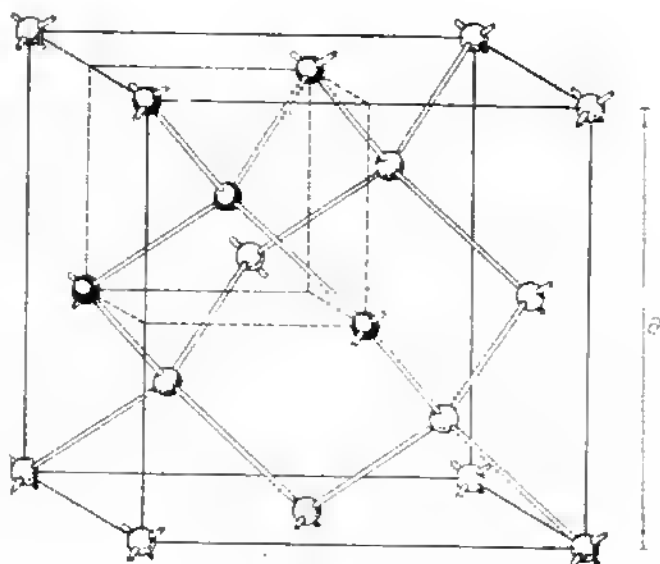
Isti takvi nazivi daju se i kristalima uopšte.

1) *Atomske kristalne rešetke* odlikuju se time što među atomima kao sastavnim delovima kristala dejstvuju homeopolarne ili kovalentne sile, o kojima je bilo govora u § 78. Videli smo da se pod dejstvom takvih sila dva jednaka atoma nekog elementa sjedinjuju u molekul. Kao primer mogu poslužiti molekuli vodonika (H_2), azota (N_2), kiseonika (O_2), hlora (Cl_2) itd.

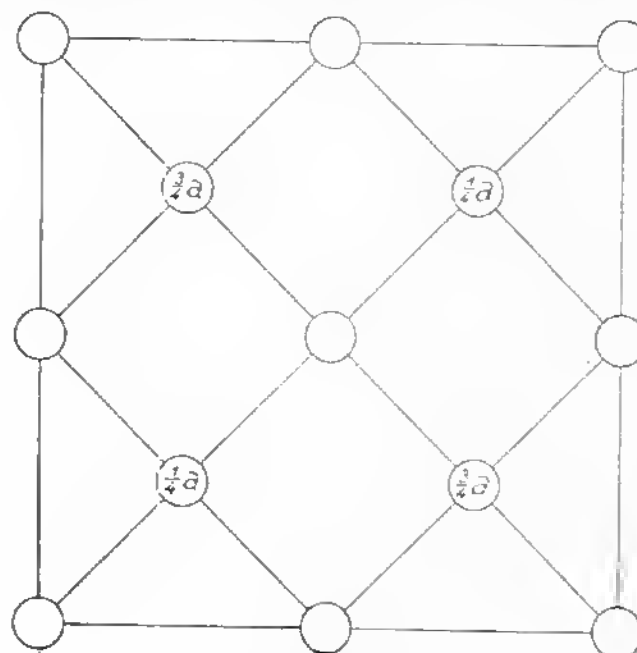
Tamo smo naveli kakva je uloga elektronskih parova dvaju atoma sa suprotnom orijentacijom spinova, pa se ovde nećemo detaljnije na to osvrnati. Napominjemo da su parovi elektrona zajednički za po dva susedna atoma.

Kovalentna veza odlikuje se orijentacijom, pa se u takvoj kristalnoj rešetki atomi orijentišu tako da se sile veze orijentišu duž kristalografskih pravaca samih kristala.

Homeopolarna (kovalentna) veza atoma u kristalnoj rešetki odlikuje se svojom znatnom jačinom. Zbog toga se i „atomske“ kristali odlikuju velikom tvrdoćom, a zatim visokom temperaturom topljenja i velikom vrednošću toplote isparavanja.



Sl. 109-1a



Sl. 109-1b

Vrlo zgodan primer atomske kristalne rešetke (sa kovalentnom vezom) jeste kristalna rešetka (struktura) dijamanta, koja je prikazana na sl. 109-1. Kristalna struktura dijamanta pokazuje takvu pravilnost da se pojedini atomi nalaze u rogjevima kocke, zatim na sredinama svih šest strana kocke i još po jedan atom u centrima kocki, od kojih je jedna naznačena crticama (ivica im je polovina ivice osnovne ivice kocke). Ako se gleda odozgo na sl. 109-1a, dubina centra dveju tih malih kocki iznosi $\frac{1}{4}$ ivice veće kocke, a drugih dveju $\frac{3}{4}$ te ivice. Zato i projekcija kristalne strukture dijamanta sa sl. 109-1a ima izgled kao na sl. 109-1b. Broj naznačen u pojedinom atomu (prikazanom lopticom) označava položaj tog atoma u pravcu normalnom na ravni crteža. Slika 109-1b je projekcija slike 109-1a u horizontalnu ravan.

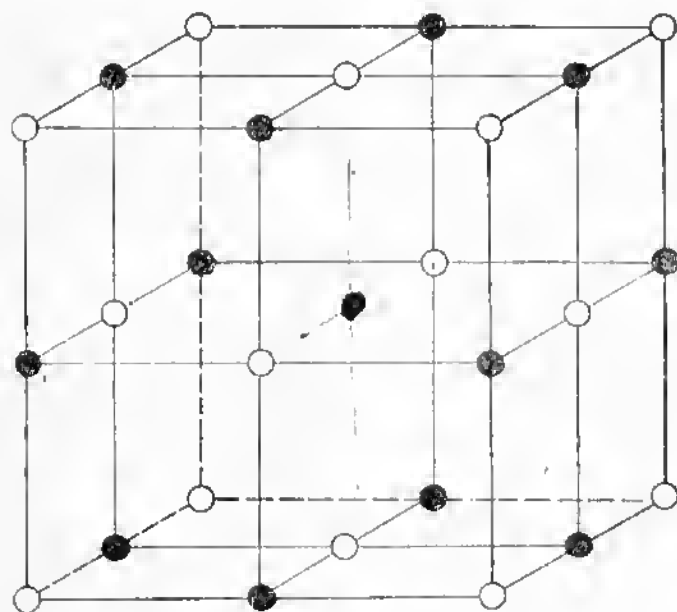
Na ovom primeru se vidi kako su atomi „upakovani“ u rešetki na taj način da svaki atom ima vezu sa četiri susedna atoma.

Razume se da je gustina upakovanosti atoma u raznim kristalnim rešetkama različita. U tu svrhu se kao jedan od parametara kristalne rešetke uzima tzv. koordinacioni broj. Taj broj se koordinira atomu u rešetki na taj način da prikazuje broj najbližih susjednih atoma. Pogleda li se struktura dijamanta, odmah se uočava da je za njegovu kristalnu rešetku koordinacioni broj 4, jer se oko jednog uočenog atoma, uzetog kao centar, nalaze četiri obližnja susedna atoma u odgovarajućim rogljevima. Naravno, ovde je reč o atomu kao strukturnom elementu, a koordinacioni broj kao karakteristični parametar postoji i za rešetke sa drugim strukturnim elementima (jonima i dr.). Ukoliko je veći koordinacioni broj, utoliko su atomi gušće upakovani. Postoje određene vrednosti koordinacionih brojeva, koji se najviše sreću u poznatim strukturama. Za određivanje vrednosti koordinacionog broja postoje pravila i postupci za razne tipove rešetki, pri čemu se uzima u obzir i priroda pojedinih susednih čestica (strukturnih elemenata), a u vezi sa uzajamnim silama veze.

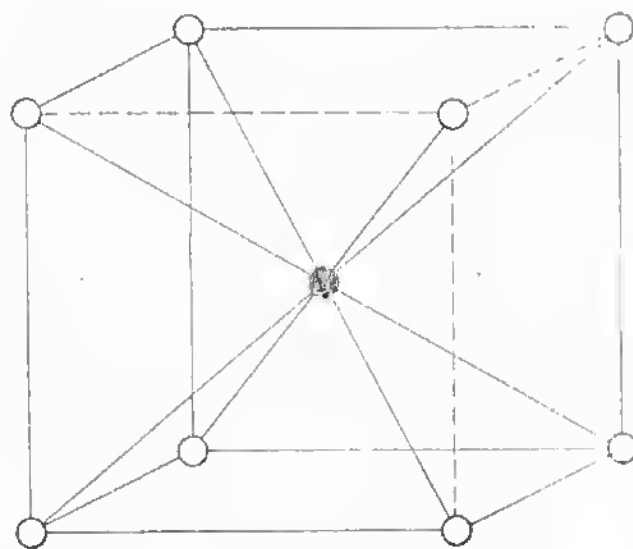
Prema izloženom se vidi da je kovalentna veza u kristalima potpuno analogni kovalentnoj vezi u molekulima.

2) *Jonske kristalne rešetke* odlikuju se time što kao sastavne delove kristala ne sadrže atome, koji su električno neutralni, nego sadrže jone. Dakle, u rogljevima jonske kristalne rešetke nalaze se joni. Oni su nastali prelaskom elektrona sa atoma jedne na atome druge vrste. Oni atomi koje su elektroni napustili postaju pozitivni, a atomi kojima su se elektroni pridružili postaju negativni joni. Joni su raspoređeni u kristalu tako da su elektrostatičke privlačne sile među suprotno naelektrisanim veće nego elektrostatičke odbojne sile među istovrsno naelektrisanim jonima. To pokazuje da je jonska veza po svojoj prirodi elektrostatičko privlačenje suprotno naelektrisanih jona.

Kao primere jonske kristalne rešetke navodimo kristalnu rešetku kuhinjske soli (NaCl) i cezijumhlorida (CsCl).



Sl. 109-2a



Sl. 109-2b

Na slikama 109-2a i 109-2b prikazane su jonske kristalne rešetke. U njihovim rogljevima se nalaze naizmenično pozitivni i negativni joni. Pozitivni su joni metala, a negativni joni metaloida.

Vidi se da je u kristalu kuhinjske soli svaki jon natrijuma okružen sa po šest jona hlora, a svaki jon hlora sa po šest jona natrijuma. Prema tome, koordinacioni broj za strukturu NaCl iznosi 6. Iz slike 109-2b vidi se da je za kristalnu rešetku CsCl koordinacioni broj 8.

U jonskoj rešetki se koordinacioni broj određuje kao broj obližnjih susednih jona suprotnog naelektrisanja u odnosu na jedan posmatrani jon, a ne broj svih susednih jona. Dakle, broj onih obližnjih jona koji se privlače sa uočenim jonom.

Napominjemo da u jonskoj vezi (jonskom kristalu) pozitivan jon, koji je atom bez valentnog elektrona, ima stabilan spoljašnji elektronski sloj. Ta stabilnost podseća na stabilnost sloja plemenitih gasova. Takođe je povećana i stabilnost negativnog jona u pogledu spoljašnjeg sloja elektrona u odnosu na stabilnost odgovarajućeg električno neutralnog atoma.

Zahvaljujući rendgenskim zracima određeno je rastojanje među obližnjim susednim jonima kristalne rešetke. Tako je, na primer, u kristalnoj rešetki kuhinjske soli rastojanje među atomima $\text{Na} - \text{Cl} = 2,79 \text{ \AA}$.

Ispostavilo se da se sile uzajamnog dejstva u ovoj jonskoj kristalnoj rešetki odlikuju sfernom simetrijom. Zbog toga se joni u grubom modelu mogu sinatrati tvrdim loptama, pa se mogu izračunati i njihove dimenzije. Takva sferna simetrija odgovara simetriji naelektrisanja atoma inertnih gasova. U tom smislu je i u rešetki kristala kuhinjske soli izračunat poluprečnik jona natrijuma i jona hlora, i to

$$r_{\text{Na}^+} = 0,98 \text{ \AA}, \quad r_{\text{Cl}^-} = 1,81 \text{ \AA}.$$

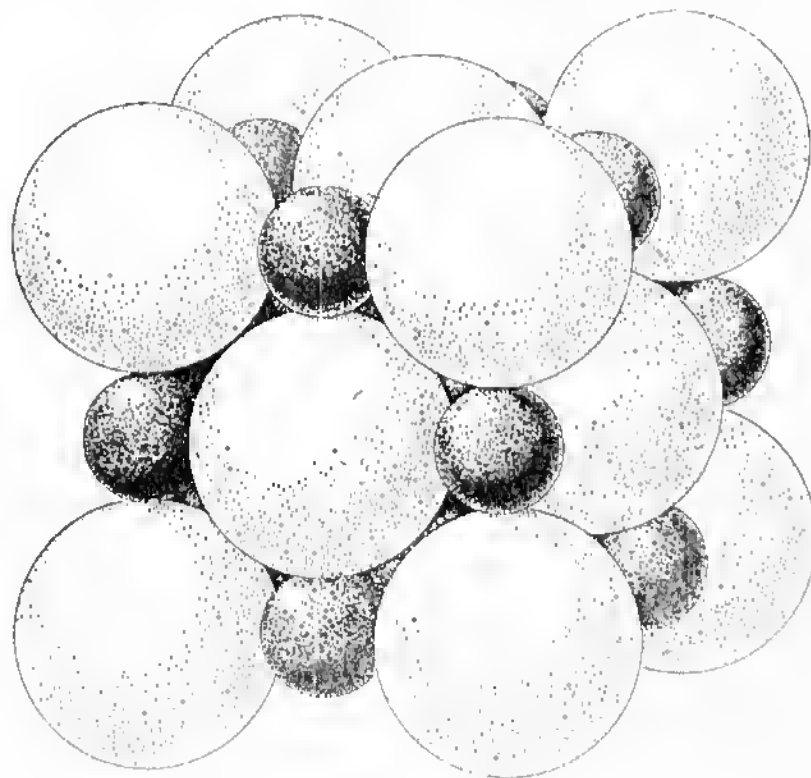
Vidi se da je otprilike $\text{Na} - \text{Cl} = 0,98 + 1,81 = 2,79 \text{ \AA}$, pri čemu se odgovarajući poluprečnici uzimaju donekle i uslovno zbog same prirode čestica i njihovog uzajamnog dejstva, jer se ne radi o običnim granicama jedne supstancije i okoline.

Zbog takvih shvatanja i određivanja postoji i model kristalne rešetke, u kojem se uzimaju u obzir i navedene dimenzije. Veći poluprečnik negativnog jona objašnjava se i onim viškom elektrona u odnosu na neutralni atom. Takav model kristalne rešetke kuhinjske soli prikazan je na sl. 109-3.

Priroda kovalentne i jonske veze pokazuje da su to dva krajnja slučaja veze. Otuda je prirodno pretpostaviti da postoje i kristali sa tipovima veza između njih, tj. da veza bude delimično kovalentna, a delimično jonska, mada je stepen toga vrlo teško ustanoviti.

Jonska veza u kristalima potpuno je analogna jonskoj (heteropolarnoj) vezi u molekulima.

3) *Metalne kristalne rešetke.* — Kristal sa metalnom vezom, odnosno metalni kristal ili metalna kristalna rešetka ima sledeću strukturu. U određenim mestima se nalaze pozitivni joni, a u prostoru između njih kreću se slobodni elektroni. Takvi slobodni elektroni mogu se tretirati kao „gas”, pa se za metale i nazivaju „elektronski gas”. Razumljivo je da se elektronski gas u metalu proučava prema kinetičkoj teoriji gasova. Postoje i teorije pomoću kojih se elektroni u metalu tretiraju čak i kao tečnost, što je takođe opravdano, jer je broj slobodnih elektrona u metalu vrlo velik. Grubo uzevši, na svaki atom metala može se uzeti da postoji najmanje po jedan slobodni elektron.



Sl. 109-3

Moglo bi izgledati da metalna kristalna rešetka sa pozitivnim jonima na određenim mestima i rastojanjima ne može biti stabilna zbog odbojnih elektrostatičkih sila. Međutim, postoje i privlačne sile između elektronskog gasa i pozitivnih jona. Dakle, slobodni elektroni u metalu dejstvuju električnim silama na pozitivne jone. Tako izlazi da elektronski gas u metalu održava pozitivne jone u rešetki, a prema tome uslovljava i stabilnost metalne rešetke. Na taj način elektronski gas ima ulogu neke vrste „cementa” u metalnoj rešetki.

Uzajamno dejstvo elektrona i pozitivnih jona u metalnoj kristalnoj rešetki prinudava i same slobodne elektrone da ne izlete iz metala, nego da u njemu ostanu. Tako je njihovo izletanje iz metala uslovljeno spoljašnjim dejstvima, usled kojih dobivaju odgovarajuće viškove energije za savlađivanje veze i izvršenje izlaznog rada iz metala.

Energija veze u metalnim kristalima manja je od energije veze u molekulu. To se objašnjava većim rastojanjem među atomima kristala u odnosu na odgovarajuće rastojanje u molekulima. Ustanovljeno je da je rastojanje veće za 10—15%.

Slobodni elektroni mogu se u metalu kretati po celoj njegovoj zapremini. Smatra se da upakovanost metalne kristalne rešetke nije najgušća, tj. nije, recimo, kao što bi bilo pakovanje lopti jedne do druge.

Na slobodne elektrone u metalu primenjena je još početkom 20. veka klasična statistika, koja je dala dobre rezultate. Međutim, razvitkom kvantne teorije ispostavilo se da se dobivaju efikasniji rezultati primenom kvantne statistike i Paulievog principa.

Proučena su i fizičko-hemijska svojstva metalnih kristala sa makroskopske strane. Ustanovljeno je da su metali sa najgušćim pakovanjem, odnosno sa koordinacionim brojem 12 za njihovu kristalnu strukturu, lakše kovni nego metali strukture sa manjim koordinacionim brojem (recimo 8).

Uloga slobodnih elektrona u električnoj provodljivosti metala tretirana je još u elektromagnetici, što ovde samo spominjemo.

4) *Molekulske kristalne rešetke.* — Sile kojima su u ovakvom tipu kristalne rešetke molekuli međusobno povezani prema svojoj prirodi su van der Waalsove. Kao što je poznato, te sile su takode električne prirode, a nastaju polarizovanjem molekula. Što se tiče samog polarizovanja molekula, ono nastaje većinom zbog nesimetričnosti u rasporedu elektrona u molekulima. Naime, prilikom kretanja elektrona u atomima i molekulima ne postoji takva simetrija u kojoj bi se srednji položaj svih elektrona kao celine poklopio sa položajem jezgra. To znači da se elektroni duže vremena nalaze na jednom nego na drugom kraju ili mestu u atomu ili molekulu. Time se i objašnjava električno polarizovanje molekula. Tako shvaćen molekul može se onda smatrati električnim dipolom. Ti dipoli međusobno dejstvuju električnim silama, i to privlačeći se, što predstavlja vezu u kristalu. Dakle, stabilnost rešetke sa molekulskom vezom uslovljena je polarizovanošću molekula, koja je po pravilu nastala pre formiranja same kristalne rešetke. Molekulska kristalna rešetka može nastati i u slučajevima kada nije postojala prethodna polarizovanost molekula. To su slučajevi kada se pod raznim uticajima molekuli dovoljno približe tako da njihovo uzajamno dejstvo izazove polarizovanost, tj. nesimetričan raspored elektrona. Tako se molekul, koji prethodno nije bio polarizovan, polarizuje pod uticajem drugih molekula, pa još i dejstvuje električnim silama na druge obližnje polarizovane molekule, izazivajući i indukovane dipolne momente u obližnjim molekulima. Kao primere molekulskih kristalnih rešetki navodimo l e d i p r i o d n i s u m p o r.

Molekulski kristali imaju relativno slabu vezu. Otuda i neke karakteristike njihovih fizičkih svojstava. Takvi kristali se, na primer, tope na relativno niskim temperaturama, a i ključaju takode na niskim temperaturama.

Postoje kristali i sa više vrsta veza. Kako su veze podesne za objašnjavanje pojedinih fizičkih svojstava supstancija, ustanovljeno je da se za neku istu supstanciju jedna svojstva uspešno objašnjavaju pomoću jedne veze, a druga svojstva pomoću druge.

Prema tome, navedene vrste veza u kristalima karakteristične su za mnoge kristale u celini, ali su za neke kristale uglavnom bar po dve zajedničke. Razlikovanje udela pojedinih veza u kristalu vrlo je teško u kvantitativnom pogledu.

Napominjemo da realni kristali odstupaju ne samo od pojedine vrste ili tipa veze nego i od prostorne periodičnosti kristalne rešetke. Narušavanje periodičnosti, odnosno pravilnosti kristalne rešetke izaziva i promene fizičkih svojstava kristala, pa je proučavanje tih deformacija vrlo važno u fizici čvrstog tela. To su tzv. defekti kristalne rešetke. U praksi i tehnici se pronalaze načini i metodi za odstranjivanje i smanjenje tih nepravilnosti u cilju što boljeg korišćenja kristalnih tela.

Vrlo važna karakteristika svih vrsta veza jeste energija veze po molekulu. Ta energija veze se u fizici obično izražava u elektronvoltima po molekulu. Međutim, u fizičkoj hemiji i hemiji, a onda i u fizici čvrstog tela, upotrebljava se i jedinica kilokalorija po molu, odnosno kilokalorija kroz mol. Iz elementarne veze među tim jedinicama za energiju i brojem molekula u molu izlazi da je

$$1 \frac{\text{eV}}{\text{molekul}} = 23,05 \frac{\text{kcal}}{\text{mol}}, \quad (109,1)$$

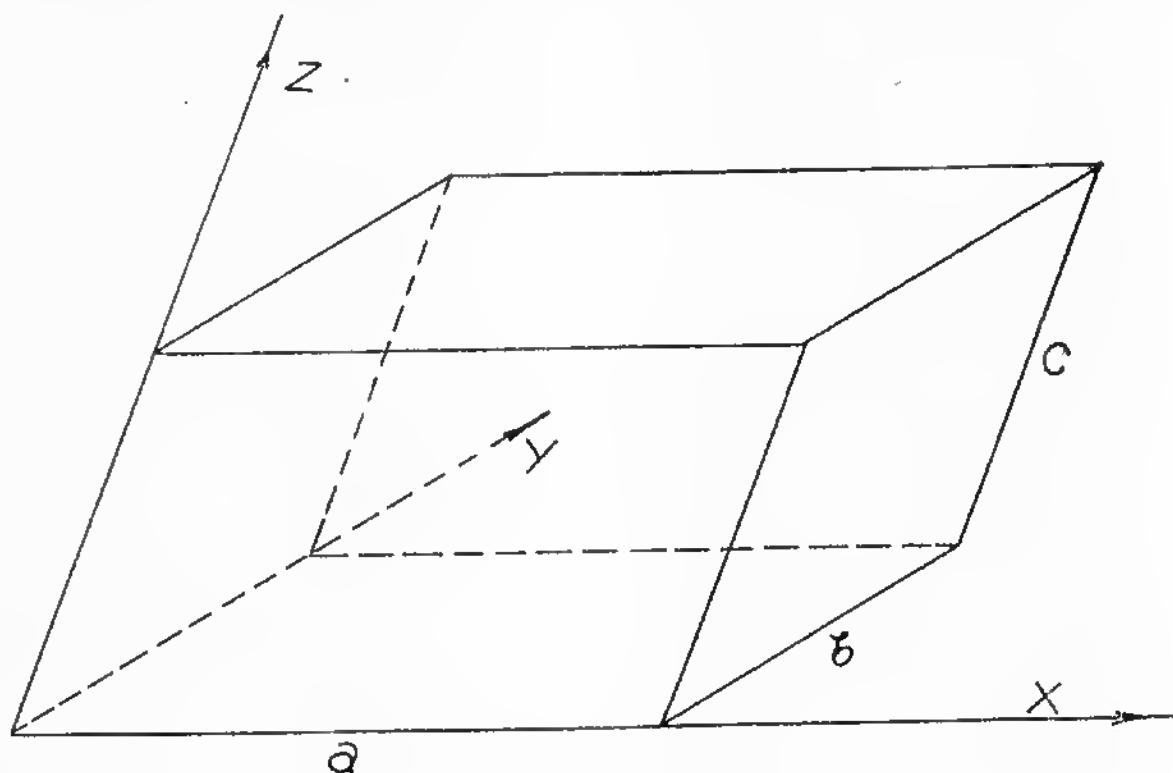
što treba imati u vidu prilikom izračunavanja, odnosno kvantitativnog prikazivanja energije veze u raznim supstancijama.

§ 110. Označavanje pljosni kristala

Oblici kristala su vrlo različiti, pa se njihovom tretiranju mora pristupiti sistematski. Pri tom su prihvaćeni oni načini tretiranja koji su se pokazali najpodesnijim. Pored metoda koji su razvijeni u kristalografiji, veliki uticaj na formiranje načina označavanja pljosni kristala imalo je ispitivanje strukture kristala pomoću difrakcije X-zraka, koje je opisano u § 18. U tim odeljcima je već bilo reči o strukturi kristala i načinu predstavljanja formiranja kristala. Tako se svaki kristal može smatrati sastavljenim iz osnovnih elemenata (čelija) koji se slažu jedan pored drugog, tako da se redanje atoma periodično ponavlja za svaki daljni element. Od oblika elementa i načina redanja zavisi i spoljni makroskopski oblik kristala. Jedan takav jednostavan element predstavljen je na sl. 110-1, s atomima koji se nalaze u rogļevima paralelepipeda. Mesta atoma odnosno jona predstavljena su tačkama. Linije među ovim tačkama samo su zamišljene prave koje ocrtavaju granične ravni elementa. Redanjem ovakvih elemenata po istom pravilu dolazi se do spoljašnjeg oblika kristala. U jednostavnom redanju elemenata predstavljenih na slici dobiva se kristal oblika paralelepipeda čije ivice imaju iste nagibe kao i ivice na elementu.

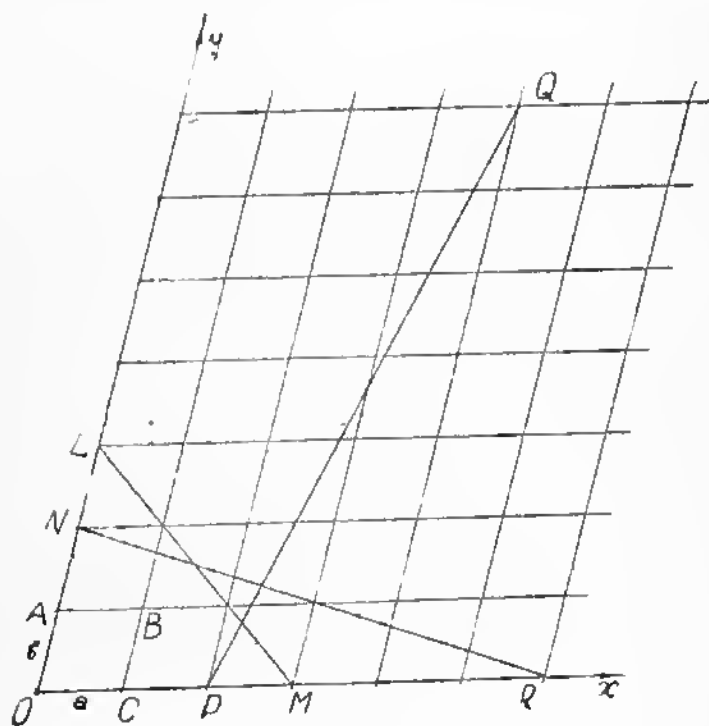
Uobičajeno je da se duž nekih ivica kristala odnosno elemenata uzmu ose koordinatnog sistema, što je sasvim prirodno, jer oblici kristala nameću takvo postavljanje koordinatnog sistema. Razumljivo je da taj koordinatni sistem, uopšte uzevši, ne mora biti pravougli, a uobičajen je desni koordinatni sistem. Kako se kristali odlikuju i simetrijom, kao što će kasnije biti pokazano, jasno je da se koordinatni sistem uzima tako da se vodi računa o simetriji kristala. Onda je lakše i prikazivanje oblika kristala.

Element na sl. 110-1 određen je veličinama ivica a , b i c i uglovima koje one međusobno zahvataju. Za prikazivanje pljosni kristala koristili su se najpre odsecci na koordinatnim osama (Weiss, 1818) kao parametri pljosni.



Sl. 110-1

Ovakav način prikazivanja izazvao je u praktičnim izračunavanjima i prikazivanjima još jedan način, koji je dao Miller 1839. god. To je prikazivanje pomoću indeksa pljosni ili Millerovim indeksom.



Sl. 110-2

Radi lakšeg shvatanja ovih parametara i indeksa prikazaćemo ih na pre na ravnom odnosno dvodimenzionalnom kristalu. To bi bio zamišljeni kristal u obliku ravni, bez treće dimenzije. Element takvog kristala neka je paralelogram $OABC$ (sl. 110-2). Periodičnim redanjem ovih paralelograma dobiva se spoljni oblik kristala, tj. veliki okvirni paralelogram. Strane ovog elementa su a i b . Pošto je ovo dvodimenzionalni kristal, atomske ravni se svode na redove atoma, tj. na atome koji se nalaze na jednoj pravoj. Uglovi paralelograma su zapošednuti atomima ili molekulima.

Možemo sada posmatrati razne moguće redove atoma. To mogu biti redovi paralelni sa x -osom ili redovi paralelni sa y -osom. Ali isto tako se mogu posmatrati redovi koji imaju i svaki drugi mogući pravac. Uzmimo, na primer, red LM ,

koji gradi odsečke OM i OL na x - i y -osi. Ovi odsecci su proizvod jednog celog broja i veličine a odnosno b . Svi redovi istog pravca imaju iste Millerove indekse. Može se uvek izabrati jedan red koji daje najmanje odsečke, tj. tako da na jednoj osi bude odsečak jednak sa b ili a odnosno da odsečak bude multipl od 1 i veličine

a ili b . U ovom slučaju Millerovi indeksi predstavljaju recipročne vrednosti pomenutih celih brojeva. Tako će za sve redove paralelne sa LM Millerovi indeksi biti $(1, 1)$. Za red NR Millerovi indeksi biće $(1, 3)$. Za redove pravca PQ indeksi će biti $(-5, 1)$. Znak $(-)$ stavlja se zato što je nagib ovog pravca suprotan prethodnim. Za redove paralelne sa x -osom indeksi će biti $(0, 1)$ jer je tada odsečak na x -osi beskonačan. Na sličan način su $(1, 0)$ indeksi za redove paralelne sa y -osom. Na taj način se za sve moguće pravce na kojima se redaju atomi određuju Millerovi indeksi, koji su merodavni za difrakciju X -zraka. Može se lako videti i opšta činjenica da je koncentracija atoma duž jednog pravca utoliko manja ukoliko su Millerovi indeksi veći.

Sada možemo lako preći na stvarni trodimenzionalni kristal.

Neka je x, y, z prostorni koordinatni sistem čije se ose poklapaju sa ivicama kristala (sl. 110-3). Ove koordinatne ose prodiru kroz jednu pljosan kristala u tačkama A, B i C . Na taj način pljosan kristala ABC odseca na x -osi odsečak $OA = a$, na y -osi odsečak $OB = b$, a na z -osi odsečak $OC = c$.

Ovi odsečki koje odseca pljosan na koordinatnim osama nazivaju se **p a r a m e t r i p l j o s n i**.

Dakle, parametri pljosni ABC su a, b, c . Mi smo uzeli jednu pljosan, a jasno je da druge pljosni mogu imati druge, različite parametre, odnosno odsečke.

Ovi parametri, odnosno odsečki pljosni na osama koordinatnog sistema mogu imati svoju jedinicu, koja je u stvari strana jednog elementa. Tako se može izabrati jedna pljosan sa odsečcima koji su jednaki jedinici, ili obrnuto,

odsečki jedne pljosni mogu se uzeti kao jedinice. Takva pljosan ili strana naziva se **j e d i n i č n a**, a njeni parametri — **o s n e j e d i n i c e**. Za samu jednu pljosan parametri ne moraju biti međusobno jednaki, iako su svaki za sebe jedinični. Glavno je da se zna njihov međusobni odnos.

Pljosan se označava sa tri broja u običnim zagradama. Najpre se usvojilo da ti brojevi budu veličine parametara, odnosno odsečaka koje pljosan odseca na koordinatnim osama. Dakle, simbol

$$(111)$$

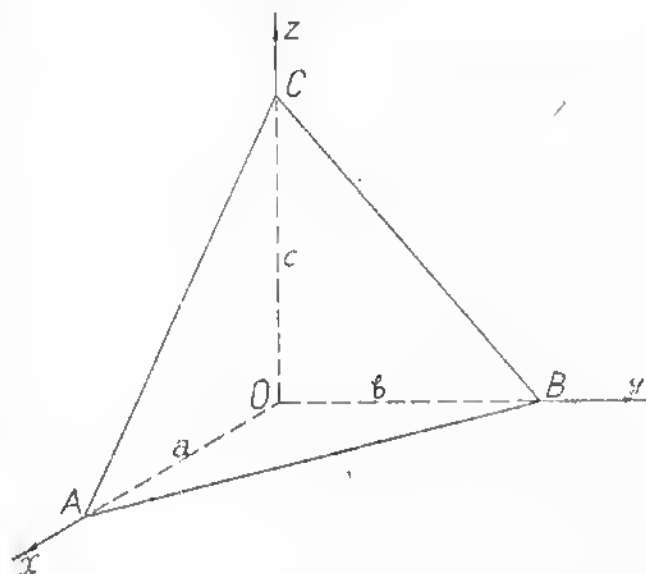
označava pljosan koja na osama odseca jedinične odsečke, tj. po jednu osnu jedinicu. Kada bi se zahtevalo da se konstruiše takva pljosan, potrebno je najpre znati pravce i smerove osa, a zatim i odnos triju jedinica, koje određuju srazmere na pojedinim osama. Kao što je rečeno za ravni kristala, indeks pljosni je recipročna vrednost odgovarajućeg parametra (odsečka na osi pljosni).

Indeksi pljosni se obično označavaju sa h, k, l . Prema tome, pljosan se pomoću indeksa pljosni označava ovako:

$$(hkl). \quad (110,1)$$

Uobičajeno je da se osne jedinice označavaju sa a, b, c , respektivno prema osama. Onda se odgovarajući parametri mogu prikazati kao celi multipli tih brojeva duž osa. Označe li se ti multipli sa p, q, r , onda će odsečki (parametri) OA, OB i OC stajati međusobno u odnosu

$$OA : OB : OC = pa : qb : rc. \quad (110,2)$$



Sl. 110-3

Millerovi indeksi ili indeksi pljosni su recipročne vrednosti brojeva p , q i r . Oni stoje u međusobnom odnosu

$$\frac{1}{p} : \frac{1}{q} : \frac{1}{r} = qr : pr : pq = h : k : l. \quad (110.3)$$

Uzimaju se tako da nemaju zajedničke faktore. Naime, ako se u izračunavanjima dobiju tri broja sa zajedničkim faktorom, onda se svi podele tim faktorom, pa se tek tada dobiju indeksi pljosni. Na primer, simbol $(0\ 3\ 0)$ ne bi označavao da su indeksi 0, 3 i 0, jer se sva tri broja mogu bez ostatka podeliti sa 3, pa su indeksi $(0\ 1\ 0)$. Isto tako, odnosu $12 : 6 : 4$ ne bi odgovarala pljosan sa indeksima $(12\ 6\ 4)$, nego pljosan sa indeksima $(6\ 3\ 2)$.

Kao primer određivanja indeksa kada su poznati parametri pljosni uzimamo da su ovi parametri 1, 2 i 3. Onda se indeksi međusobno odnose kao recipročne vrednosti tih parametara, odnosno

$$1 : \frac{1}{2} : \frac{1}{3} = 6 : 3 : 2,$$

pa su indeksi 6, 3, 2, a simbol pljosni

$$(6\ 3\ 2).$$

Ovde brojevi 6, 3, 2 nemaju zajednički faktor, pa kao takvi predstavljaju indekse pljosni.

Pljosni paralelne koordinatnim osama imaju specijalne simbole, koji se lako određuju prema izloženom. Neka je pljosan paralelna x -osi. To znači da je njen odsečak na toj osi beskonačno velik, pa je odgovarajući indeks

$$\frac{a}{\infty} = 0.$$

Dakle, kada je pljosan paralelna sa jednom koordinatnom osom, onda je odgovarajući indeks jednak nuli. Za pljosan paralelnu x -osi biće $h = 0$, za pljosan paralelnu y -osi biće $k = 0$, a za pljosan paralelnu z -osi biće $l = 0$.

Kada je pljosan paralelna sa jednom od koordinatnih ravni, onda su dva indeksa jednaki nuli, i to ona dva koji odgovaraju osama u toj ravni. Treći indeks je jedinica.

Prema tome, kada je pljosan normalna na jednoj od koordinatnih osa, onda je indeks koji odgovara toj osi jednak jedinici, a ostala dva indeksa jednaki nuli.

Tako su indeksi za koordinatne ravni uobičajenog Descartesovog pravouglog sistema sledeći:

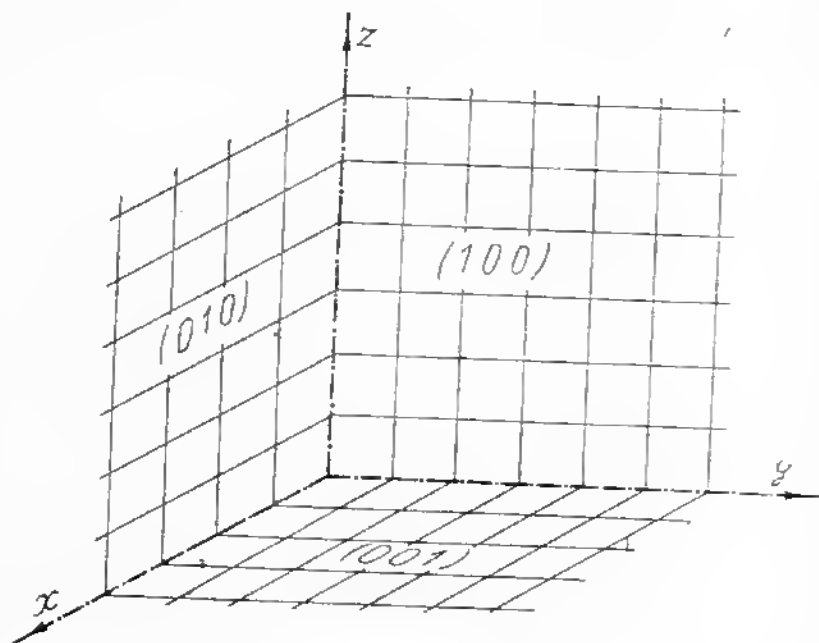
za xy ravan : $(0\ 0\ 1)$,

za yz ravan : $(1\ 0\ 0)$,

za zx ravan : $(0\ 1\ 0)$,

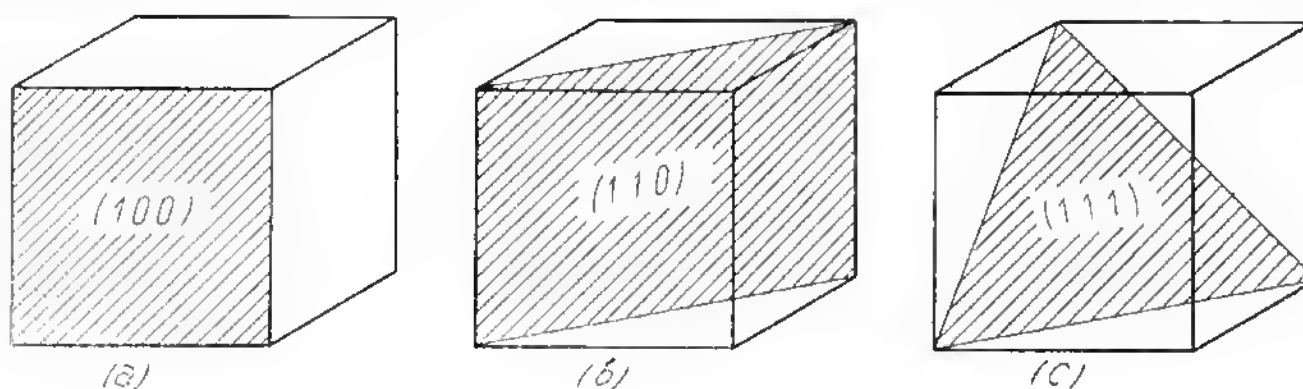
kao što je navedeno na sl. 110-4.

Ako se uzme kao primer jedan kristal oblika kocke, onda se navedeno obeležavanje može slikovito prikazati prema sl. 110-5.



Sl. 110-4

Prednja pljosan kocke prema nama normalna je na već izabranoj x -osi (kristal je u prvom oktantu), pa je otuda prvi indeks jednak jedinici (sl. 110-5a). Dijagonalna ravan čija je jedna strana dijagonala bazisa, a druga strana ivica kocke,

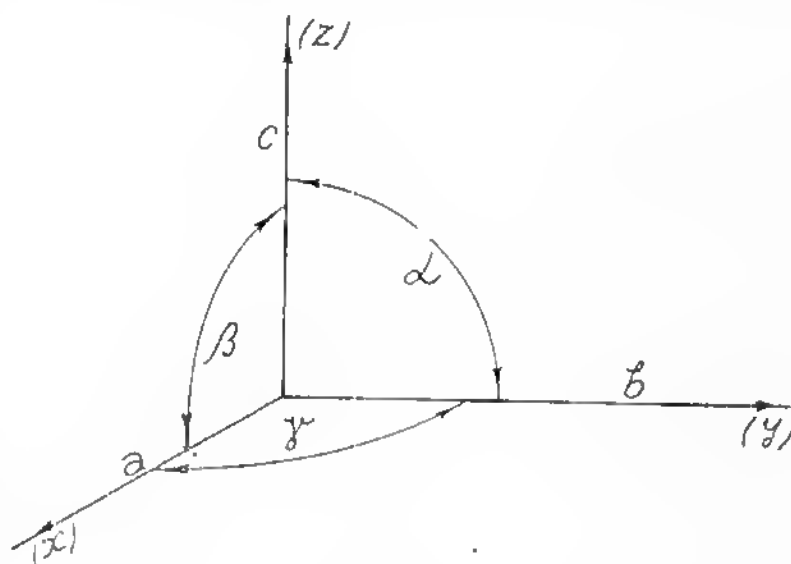


Sl. 110-5

označava se prema navedenoj konvenciji indeksima $(1\ 1\ 0)$ (sl. 110-5b). Dijagonalna ravan, koja seče tri pljosni po dijagonalama, imaće oznaku pomoću indeksa $(1\ 1\ 1)$ (sl. 110-5c).

Ako koordinatna osa prodire kroz pljosan kristala svojim negativnim delom, tj. ako je odsečak koji pljosan odseca na osi negativan, onda se iznad odgovarajućeg indeksa uzima znak „minus“, na primer $(h\ \bar{k}\ l)$. Ovde je indeks k negativan. Dakle, znak „—“ se uzima iznad indeksa, a ne ispred njega.

Skup indeksa $(h\ k\ l)$ predstavlja ne samo jednu pljosan (ravan) nego familiju paralelnih ravni. Uobičajeno je da se pomoću indeksa označavaju i odgovarajuće ose. Postupa se kao i sa ravnima (pljosnima), ali se odgovarajući skup od tri broja uzima obično u uglastim zagradama. Tako, na primer, oznaka ili simbol $[1\ 0\ 0]$ odgovara x -osi, $[0\ 1\ 0]$ y -osi, $[0\ 0\ 1]$ z -osi. Negativnoj x -osi odgovara oznaka $[\bar{1}\ 0\ 0]$, negativnoj y -osi $[0\ \bar{1}\ 0]$, a negativnoj z -osi simbol $[0\ 0\ \bar{1}]$.



Sl. 110-6

Kristalografske kristalne ose mogu se prikazati i uopštenije sa uglovima α , β i γ između njih, tako da ovi uglovi ne moraju biti pravi (sl. 110-6).

Ovde se a , b i c uzimaju kao elementarne dužine.

§ 111. Simetrije kristala

Simetrija je jedno od glavnih svojstava kristala. Ona se javlja u vrlo različitim oblicima. No, i pored velikih raznolikosti, ipak postoji izvesna klasifikacija svojstava simetrije.

Simetrična je svaka figura koja se pomoću raznih refleksija dovodi u prvobitni oblik ili u prvobitni položaj. Simetričnost se lako razlikuje od podudarnosti (kongruentnosti). Na primer, leva i desna ruka su međusobno simetrične. Oblik jedne od njih se dobije kada se druga reflektuje u ogledalo, odnosno u ravan simetrije. Ta ogledavanja ili refleksije obično se nazivaju simetrijske transformacije.

Linije, tačke i ravni, povezane sa transformacijama simetrije, nazivaju se **e l e m e n t i s i m e t r i j e**.

Osnovni elementi simetrije su:

- 1) ose simetrije,
- 2) ogledalske ravni,
- 3) centri simetrije,
- 4) ogledalsko-rotacione ose.

1) *Ose simetrije*. — Kada se kristal obrtanjem za izvestan ugao oko neke ose može dovesti u položaj koji je jednak nekom prvobitnom, odnosno nekom prethodnom položaju, onda takav kristal ima osu simetrije.

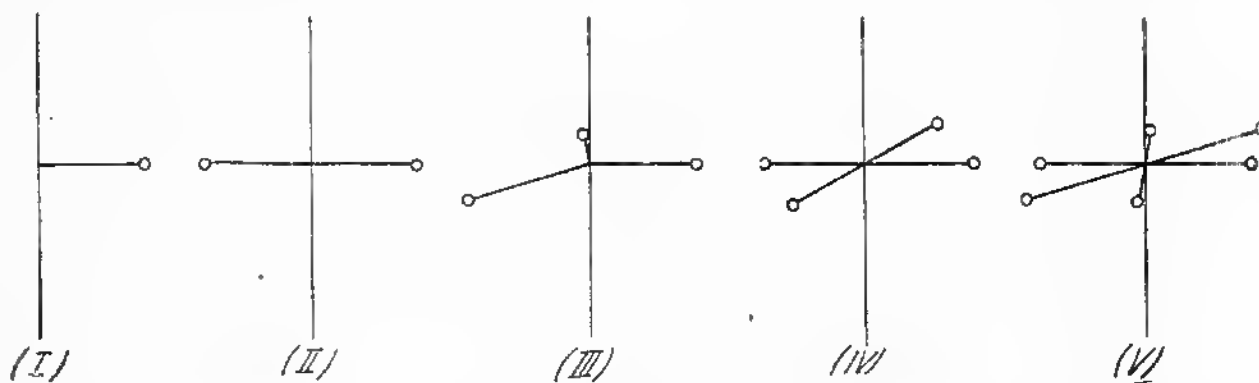
Ispostavilo se da se kristal sa osom simetrije može dovesti u neki prethodni (prvobitni) položaj obrtanjem za sledeće uglove:

$$360^\circ, \quad \frac{1}{2} \cdot 360^\circ = 180^\circ, \quad \frac{1}{3} \cdot 360^\circ = 120^\circ, \\ \frac{1}{4} \cdot 360^\circ = 90^\circ \quad \text{i} \quad \frac{1}{6} \cdot 360^\circ = 60^\circ. \quad (111,1)$$

Prema broju koliko se puta sadrže ti uglovi u 360° (u jednom punom obrtu) dobile su naziv i odgovarajuće ose simetrije.

Tako postoji svega **p e t o s a s i m e t r i j e**, i to: prvog (I), drugog (II), trećeg (III), četvrtog (IV) i šestog reda (VI).

Te ose se mogu prikazati i ilustrativno kao na sl. 111-1, gde se vidi da se obrtanjem za odgovarajući ugao ponavlja prvobitna (prethodna) konfiguracija kristala. Razumljivo je da su ovakvi oblici sa slike kao neka vrsta „kostura” oblika odgovarajućih kristala. Prema slici se jasno vide i oblici samih kristala.



Sl. 111-1

2) *Ogledalske ravni* su obično takve ravni koje prolaze kroz sredinu kristala na taj način da jedan deo kristala predstavlja lik drugog dela u toj ravni. Ta ravan se može zamisliti analogno ravnom ogledalu. Slična simetrija je i u idealizovanom čovečjem telu.

Ogledalska ravan se naziva i jednostavno **r a v a n s i m e t r i j e**, ali prvi naziv slikovitije opisuje svojstva te ravni simetrije.

Jasno je da se u kristalnoj figuri, koja ima ravan simetrije, ostvaruje poklapanje jednakih delova kristala tako da se iz svih tačaka jednog dela spuste normale na tu ravan simetrije, pa se produže na drugu stranu i na njim nanesu ista rastojanja svih tačaka od ravni kao u prvom delu. To je u stvari obično dobivanje lika predmeta u ravnom ogledalu prema dobro poznatim pravilima i postupcima u geometrijskoj optici.

3) *Centar simetrije*. — Kristal ima centar simetrije onda kada se njegova prvobitna konfiguracija dobije zamenom radijus-vektora, povučениh iz tog centra,

radijus-vektorima iste veličine i pravca, ali suprotnog smjera, tj. radijus-vektorima povučenim na drugu, suprotnu stranu. U stvari, jedan deo konfiguracije kristala opet je na drugi način preslikan, pa je neki drugi deo njegova „slika”.

4) *Ogledalsko-rotacione ose ili ravansko-rotacione ose* u kristalu su takve ose koje omogućuju da se neka konfiguracija jednog dela kristala opet dobije kada se kristal obrne za određeni ugao, a zatim ogleda u nekoj ravni koja služi kao ogledalo. Kristal može imati ravansko-rotacione ose prvog, drugog, trećeg, četvrtog i šestog reda.

§ 112. Kristalni sistemi

Prema geometrijskim oblicima pojedinih kristala, odnosno vrste kristala, uvedeni su kristalni sistemi, koji su dobili svoje nazive uglavnom saobrazno geometrijskim oblicima.

Postoji sedam kristalnih sistema, i to:

- 1) triklinični,
- 2) monoklinični,
- 3) rombični,
- 4) romboedarski,
- 5) heksagonalni,
- 6) tetragonalni,
- 7) kubični (kockasti) sistem.

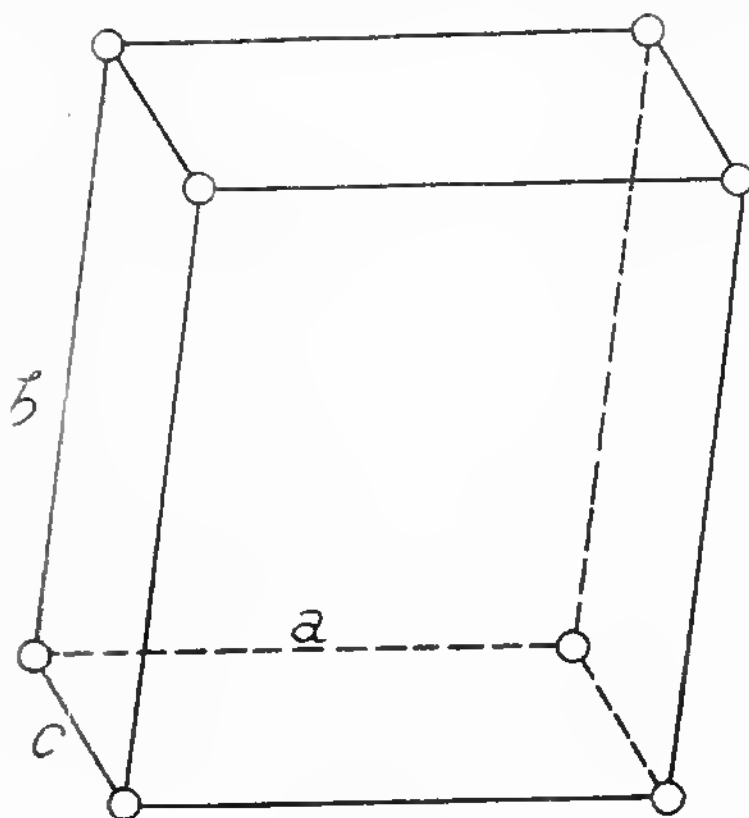
Glavne karakteristike ovih sistema su uglovi i ivice. Svakom sistemu odgovara neki poliedar. Te karakteristike ćemo navesti rečom za sve sisteme.

1) Triklinični sistem

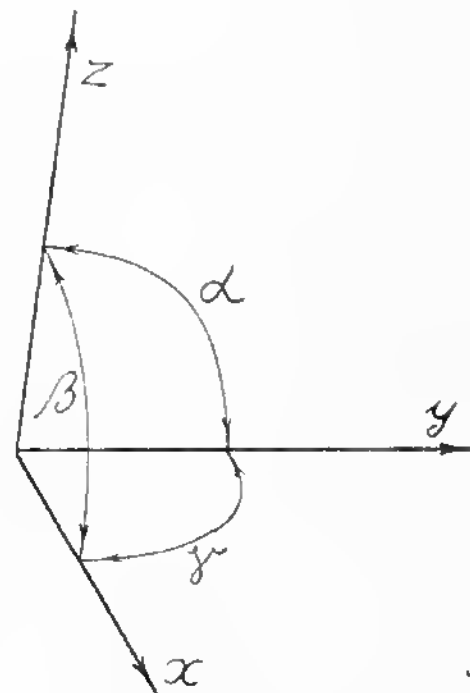
Sva tri ugla nejednaka i različita od 90° , sve tri ivice međusobno nejednake, odnosno $(\alpha \neq \beta \neq \gamma \neq 90^\circ, c \neq a \neq b (c \leq a \leq b))$.

Geometrijski oblik trikliničnog kristalnog sistema je kosougli paralelepiped (sl. 112-1), a odgovarajuće ose i uglovi su kao na sl. 112-1'.

Ose i uglovi na sl. 112-1' uzeti su uopšte, a ne kao obična kopija tela sa sl. 112-1, jer služe samo kao opšta ilustracija kristalnog sistema.



Sl. 112-1



Sl. 112-1'

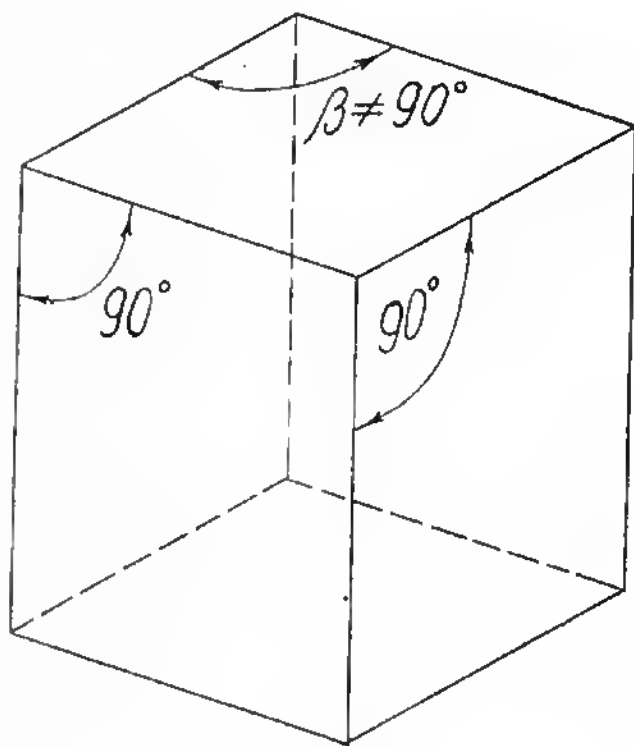
Baza ovakvog sistema može biti i romb, što je jedna vrsta graničnih slučajeva za ovaj sistem.

2) Monoklinični sistem

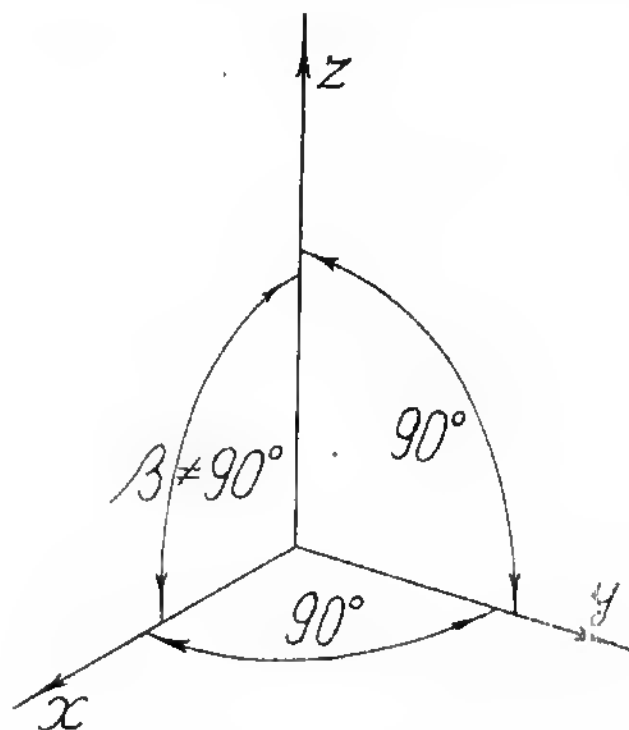
Dva ugla prava, a treći različit; ivice međusobno jednake:

$$\alpha = \gamma = 90^\circ \neq \beta, \quad a \neq b \neq c \text{ ili } c \leq a, \quad b \text{ proizvoljno.}$$

Geometrijski oblik je prava prizma sa paralelogramom kao bazisom (sl. 112-2). Ose i uglovi su prikazani na sl. 112-2'. Razumljivo je da dimenzije prave četvorostrane prizme mogu biti različite, ali se ovde radi prvenstveno o obliku.



Sl. 112-2



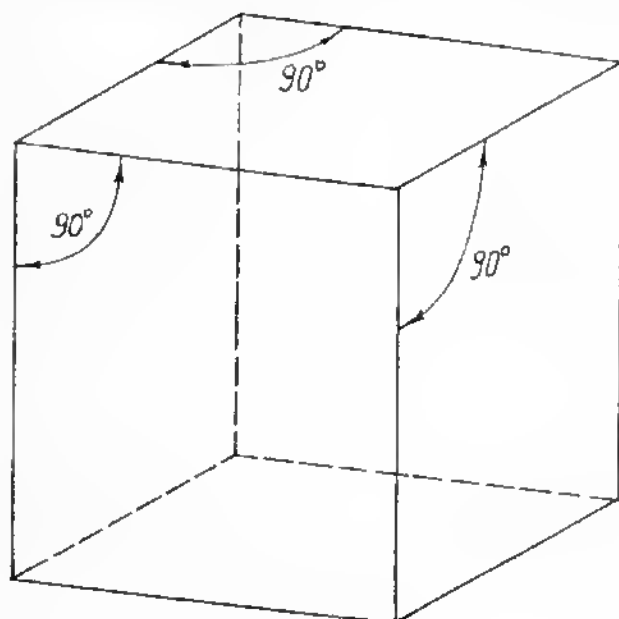
Sl. 112-2'

3) Rombični sistem

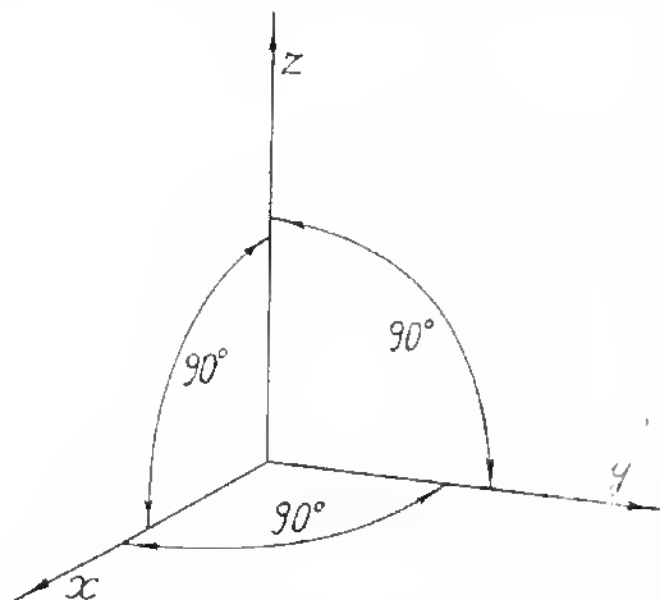
Sva tri ugla jednaka i prava; ivice različite:

$$\alpha = \beta = \gamma = 90^\circ, \quad a \neq b \neq c.$$

Geometrijski oblik: pravougli paralelepiped (sl. 112-3). Odgovarajuće ose i uglovi prikazani su na sl. 112-3'.



Sl. 112-3



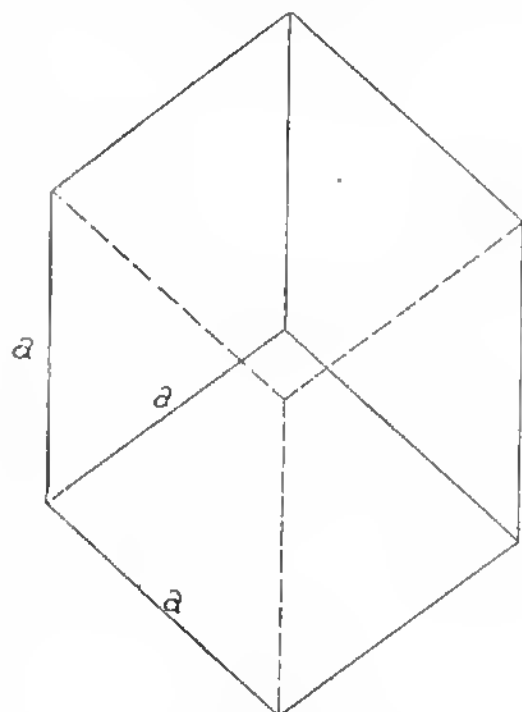
Sl. 112-3'

4) *Romboedarski sistem*

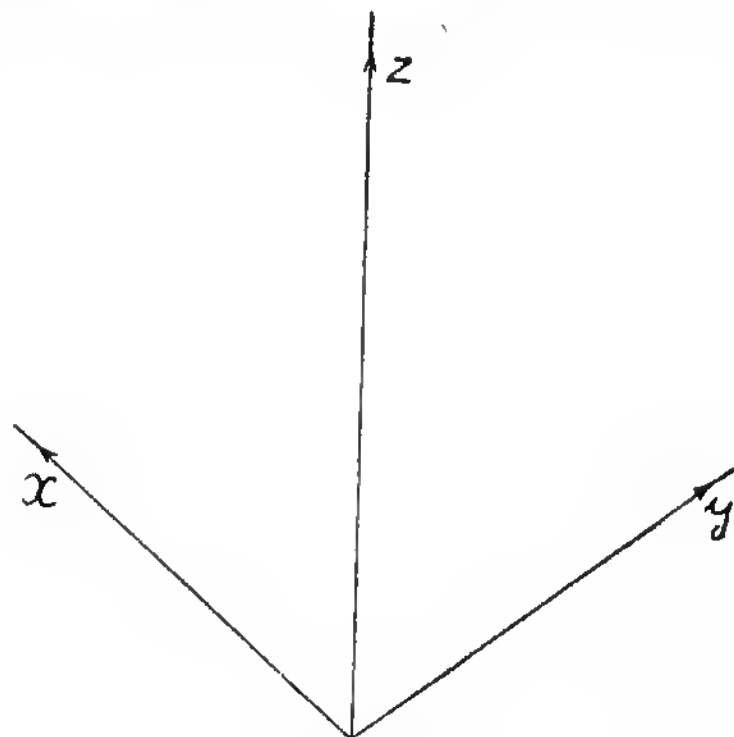
Sve ivice međusobno jednake; svi uglovi međusobno jednaki, ali različiti od 90° :

$$a = b = c, \quad \alpha = \beta = \gamma \neq 90^\circ.$$

Geometrijski oblik: romboedar (sl. 112-4). Ose prikazane na sl. 112-4'.



Sl. 112-4



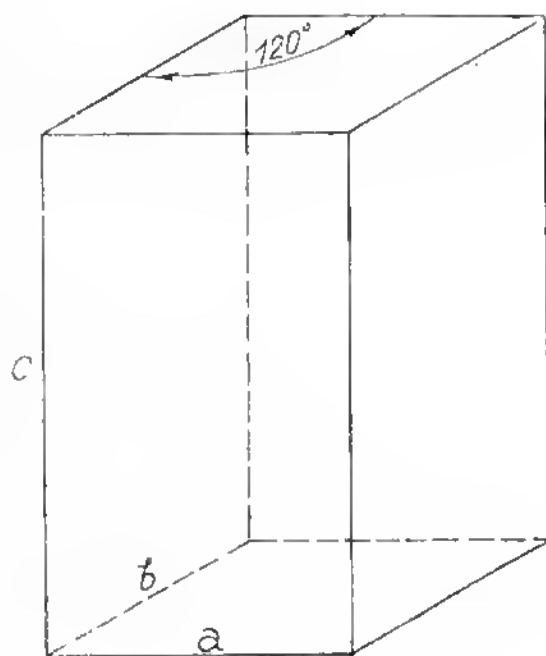
Sl. 112-4'

Ovaj sistem se naziva i *trigonalni sistem*.

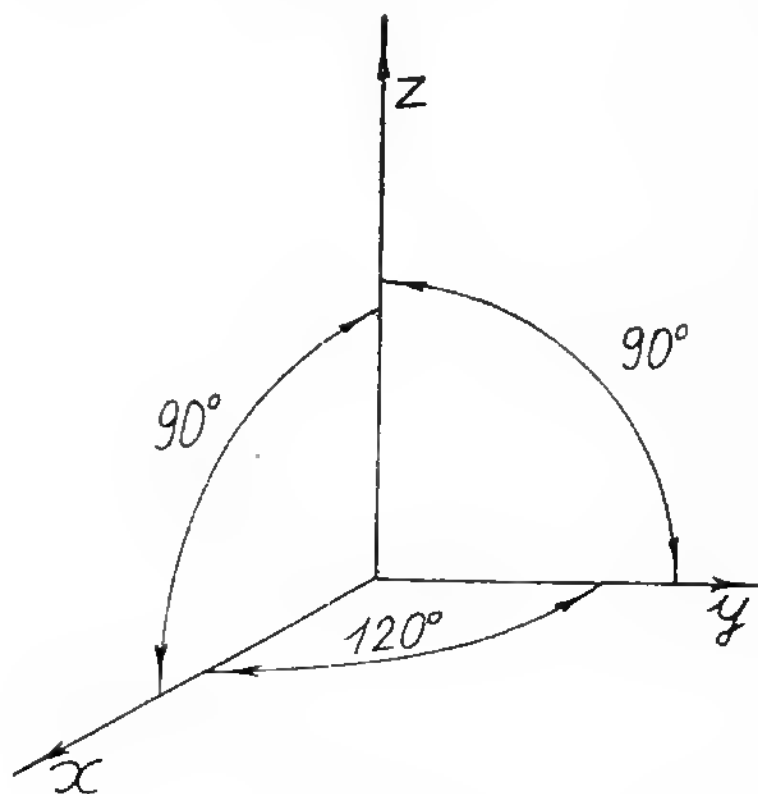
5) *Heksagonalni sistem*

Dva ugla prava, treći od 120° ; dve ivice međusobno jednake, a treća proizvoljna:

$$\alpha = \beta = 90^\circ, \quad \gamma = 120^\circ, \quad a = b, \quad c \text{ proizvoljno.}$$



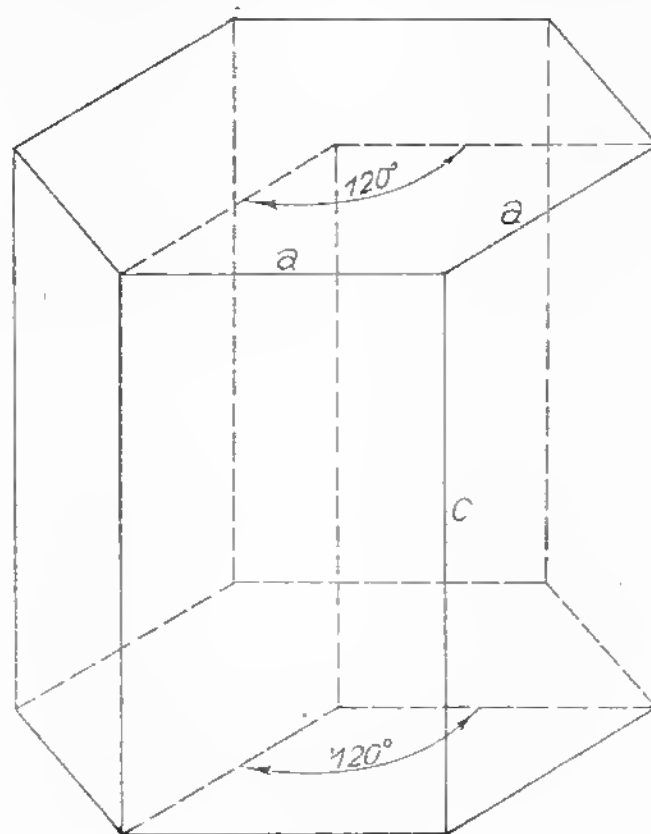
Sl. 112-5



Sl. 112-5'

Geometrijski oblik: prava prizma sa bazom oblika romba sa uglom od 120° (sl. 112-5).

Za heksagonalni kristalni sistem napominjemo da je navedena prizma u stvari sastavni deo šestostrane prizme, koja takode predstavlja isti sistem (sl. 112-5''). Upoređenjem se odmah vidi da je prvi geometrijski oblik sastavni deo drugog.



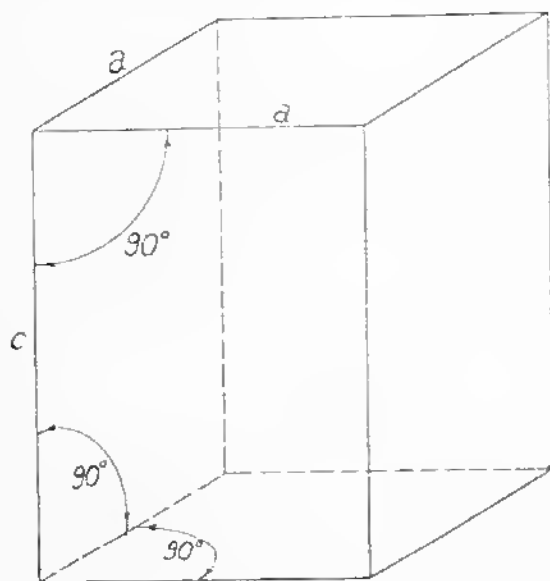
Sl. 112-5''

6) Tetragonalni sistem

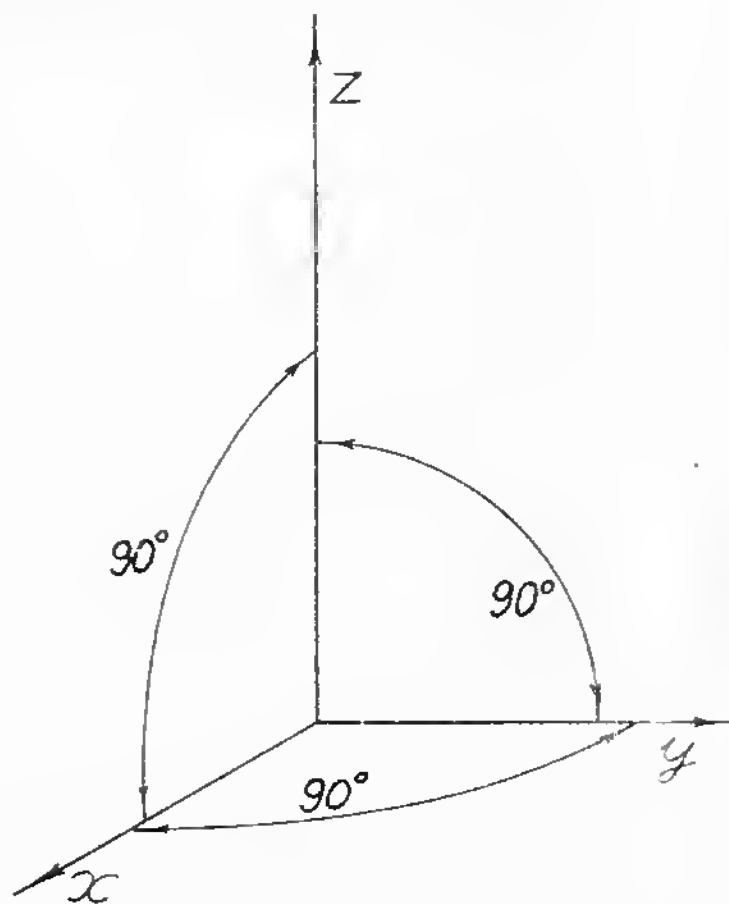
Sva tri ugla prava; dve ivice međusobno jednake, a treća različita:

$$\alpha = \beta = \gamma = 90^\circ, \quad a = b \neq c.$$

Geometrijski oblik: kvadratna prizma, odnosno pravilna prava četvorostrana prizma (sl. 112-6). Ose prikazane na sl. 112-6'.



Sl. 112-6



Sl. 112-6'

FIZIKA ČVRSTOG TELA (STANJA) ✓

§ 108. Kristali i amorfna tela ✓

Fizika čvrstog tela tretira vezu među atomsko-elektronskom strukturom čvrstih tela i njihovim raznim fizičkim osobinama. Te fizičke osobine su različite prirode. Prvenstveno se proučavaju električna i magnetska, a isto tako i toplotna i mehanička svojstva. O njima će se pojedinačno govoriti kasnije.

Čvrsta tela u kojih su atomi ili atomske skupine raspoređeni u prostoru prema izvesnoj pravilnosti nazivaju se **kristali**. Tela sa atomima bez pravilne prostorne rasporedenosti nazivaju se **amorfna tela**. Prema tome, kristali po pravilu poseduju odgovarajuće prostorne oblike i pravilnosti, pri čemu je simetrija jedna od glavnih karakteristika, a takođe postoji i više vrsta simetrije. Napominjemo da i pored navedenog pravila za strukturu kristala postoje i kristalna tela bez pravilnih geometrijskih oblika. Njihovo razlikovanje od amorfniha tela ogleda se u nekim fizičkim svojstvima i u različitom ponašanju pod nekim određenim spoljašnjim uticajima.

U toku istorijskog razvoja proučavanja kristalnih tela važnu ulogu je igralo shvatanje da se biološke osobine nametnu i neživoj supstanciji, pa su u tom smislu i kristalima odavno dati nazivi, kao „kristalna individua”, „život kristala”, „nicanje”, „rašćenje”, pa čak postoje i izrazi da se kristali hrane, da se zamaraju, da stare itd. Takvi izrazi idu čak i dotle da je odomaćen i termin da se kristali međusobno „proždiru”. Razumljivo je da se pri tom radi o spoljašnjim analogijama, jer su biološki oblici kretanja u kvalitativnom pogledu druge prirode i na drugom nivou.

Spoljašnji oblik prirodno nastalog kristala je po pravilu **poliedarski**. Prema veličini, kristali mogu biti vrlo mali i vrlo veliki — te dimenzije idu od nevelikog broja angstrema do jednog metra, pa i više.

Pravilna prostorna rasporedenost atoma ili atomskih grupa može biti u velikom delu čvrstog kristalnog tela, tako da se to manifestuje i mikroskopski. To se može manifestovati na celom komadu posmatrane supstancije. Takav materijal se naziva **monokristal**. Dakle, monokristal se odlikuje makrokristalnošću.

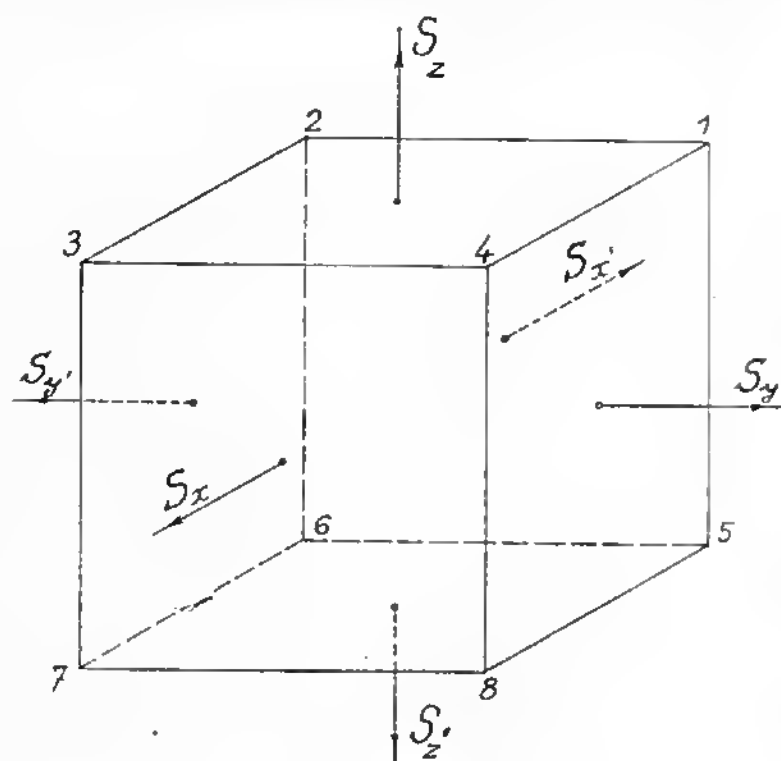
Ako pravilna prostorna rasporedenost atoma ili atomskih grupa obuhvata samo male delove materijala, koji se ograničavaju na atomske dimenzije, onda se takav materijal naziva **polikristal**. Prema tome, polikristal se odlikuje mikrokristalnošću. Polikristali izgledaju pod mikroskopom kao da su sastavljeni od pojedinih zona, koje predstavljaju kristale. Ti kristali imaju i nepravilne oblike zbog smetnji od strane drugih, susednih kristala. Većina materijala, koji se proučavaju i primenjuju u savremenoj tehnici, spada u polikristale, koji se sastoje od velikog broja sitnijih ili krupnijih kristala. Dimenzija tih zrnasa kristalnom strukturom u polikristalima iznosi u metalima oko 10^{-5} — 10^{-4} cm.

Kristal ima, kao i svaki poliedar, odgovarajuće elemente geometrijskog ograničavanja, ili granične elemente, a to su: **pljosni** (ravni, površine ili strane),

ivice i roglove. Označi li se sa p broj ravni (pljosni), sa r broj ivica i sa e broj roglova, onda za sve poliedre postoji sledeće pravilo:

$$p + e = r + 2. \quad (108,1)$$

Ovaj odnos se može proveriti i pokazati na ma kojem poliedru. Mi ćemo uzeti heksaedar, odnosno kocku (sl. 108-1).



Sl. 108-1

Očigledno je da je broj ravni (pljosni) 6 ($S_x, S_{x'}, \dots, S_z$), broj roglova 8, a broj ivica 12, tj.

$$p = 6, e = 8, r = 12,$$

$$6 + 8 = 12 + 2.$$

Ravni (pljosni) na kristalu su takođe raspoređene prema izvesnim pravilnostima. One se raspoređuju u pojasevima (zonama). Naziv zona za konfiguraciono-geometrijske oblike kristala dobio je niz ravni (pljosni), koje se seku po paralelnim ivicama.

U kristalu oblika heksaedra razlikuju se tri zone (pojasa) sa sledećim ravnima (pljosnima) (sl. 108-1): $S_x, S_y, S_{x'}, S_{y'}, S_x, S_z, S_{x'}, S_{z'}, S_y, S_z, S_{y'}, S_{z'}$.

Kristali pojedine supstancije ne moraju biti međusobno isti ne samo po veličini nego čak ni po obliku. Međutim, za njih postoji jedna karakteristika kao posledica činjenice da se ravni (pljosni) prilikom rašćenja kristala pomeraju paralelno same sebi. Otuda i pravilo ili zakon konstantnosti uglova. Ravni kristala održavaju stalan međusobni nagib. (Napominjemo da ćemo češće upotrebljavati naziv ravan kristala nego pljosan, iako je ovaj poslednji naziv odavno u upotrebi.)

Uglovi između odgovarajućih ravni i ivica svih kristala jedne supstancije (materijala) ne menjaju se, nego su isti, bez obzira na razliku u formama i dimenzijama.

§ 109. Tipovi veza u kristalima

Kristal je sastavljen od atoma, jona i molekula, koji su raspoređeni prema izvesnim pravilnostima geometrijskih oblika, te otuda i oblik kristala. Oni na taj način sačinjavaju kristalnu rešetku, koja ima razne geometrijske oblike. U pogledu prostornosti kristalna rešetka se odlikuje periodičnošću.

Prema tome, strukturni elementi kristala su atomi, joni i molekuli, ali uvek raspoređeni prema geometrijskim pravilnostima. Interesantno je napomenuti da takav raspored strukturnih elemenata kristala odgovara u većini slučajeva, m i n i m a l n o j s l o b o d n o j e n e r g i j i t i h č e s t i c a.

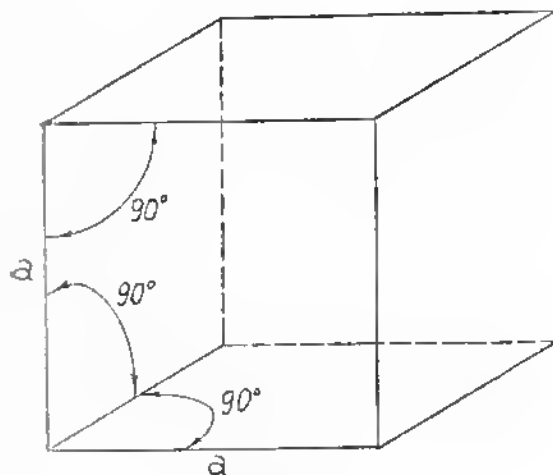
U zavisnosti od toga koji su strukturni elementi raspoređeni na odgovarajući način u kristalu, sačinjavajući kristalnu rešetku, klasifikuju se i kristali, odnosno kristalne rešetke, a prema tome i same veze. Klasifikacija može biti različita, ali

7) Kubični ili kockasti sistem

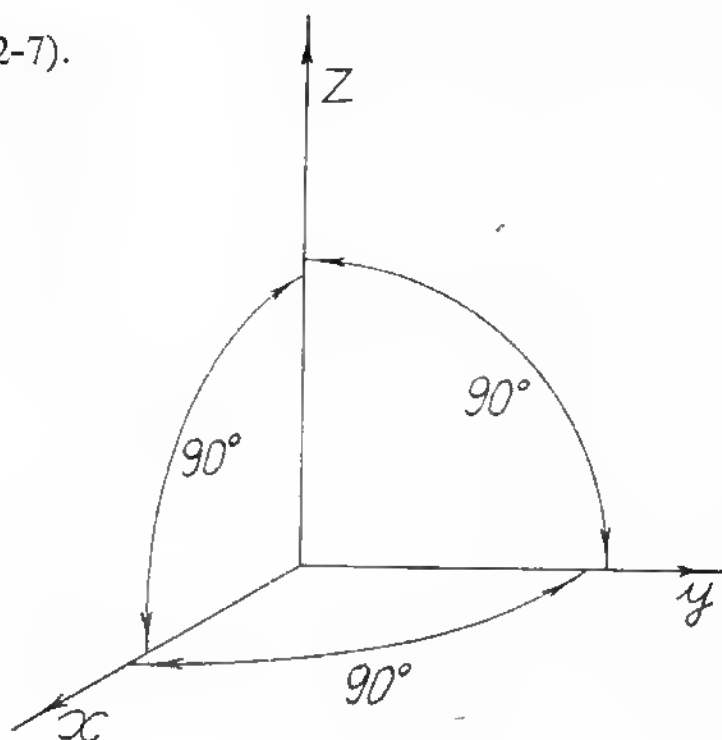
Sva tri ugla prava, sve tri ivice jednake:

$$\alpha = \beta = \gamma = 90^\circ, \quad a = b = c.$$

Geometrijski oblik: kocka (sl. 112-7).



Sl. 112-7



Sl. 112-7'

Navedeni kristalni sistemi sadrže i neke varijante u pogledu simetrije uopšte i u pogledu rasporeda elemenata.

§ 113. O nekim svojstvima kristalne rešetke

Raspoređenost atoma i grupe atoma u kristalu prema geometrijskim pravilnostima uslovljava i prostornu periodičnost kristala. Tako se odgovarajućim translacijama mogu dobiti iste konfiguracije shodno toj prostornoj periodičnosti. Zbog toga se trima translacijama po koordinatnim osama može kao rezultanta dobiti translacija koja dovodi do poklapanja oblika, odnosno do nailaženja na novi oblik, koji je isti kao i prvobitni.

Ako se sa **a**, **b** i **c** označe vektori te elementarne translacije, onda se svaka translacija može predstaviti kao rezultanta triju translacija:

$$n_1 \mathbf{a}, n_2 \mathbf{b} \text{ i } n_3 \mathbf{c},$$

gde su n_1 , n_2 i n_3 celi brojevi.

Ako se uzme rezultatni vektor tih triju vektora, onda će njegov vrh označiti čvor ili tačku rešetke. Kako su odgovarajuće komponente različite, taj vektor uopšte prikazuje skup tačaka kristalne rešetke. Označimo ga sa **r**, pa je

$$\mathbf{r} = n_1 \mathbf{a} + n_2 \mathbf{b} + n_3 \mathbf{c}. \quad (113,1)$$

Jedan od čvorova je izabran kao koordinatni početak, pa je navedeni vektor u stvari vektor položaja (radius-vektor) čvorova, odnosno tačaka rešetke.

Vektori **a**, **b** i **c** sačinjavaju paralelepiped kao orijentisane ivice.

Paralelepiped sa ivicama **a**, **b** i **c** naziva se elementarna ćelija. Ako u unutrašnjosti ćelije nema čvora, onda se takva ćelija naziva primitivna.

Vektori **a**, **b** i **c** nazivaju se osnovni vektori ili osnovne translacije. Intenziteti, odnosno veličine tih vektora, tj. a , b i c , nazivaju se osnovni prostorni periodi ponavljanja ili identičnosti rešetke. Ove vektore smo već tretirali, pa se vidi da šest veličina, a , b , c i α , β , γ , jednoznačno definišu elementarnu ćeliju.

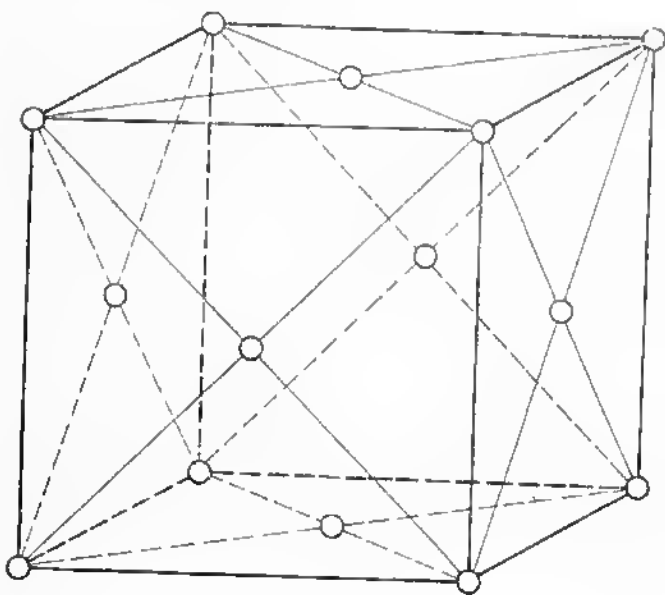
Te veličine se nazivaju parametri ćelije. Ako su oni poznati, onda se zna i elementarna ćelija, a znajući to, određena je i rešetka, pa se tih šest veličina nazivaju i parametri rešetke.

Isti nazivi koje smo naveli za kristalne sisteme važe i za ćeliju. Tako je najprostiji oblik ćelije kocka.

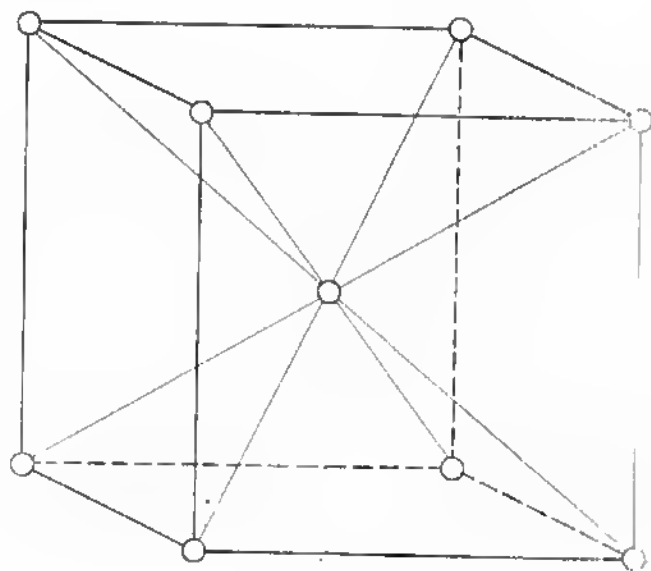
Navedena relacija za **r** pokazuje da raspored atoma izgleda jednak ako se posmatraju iz tačke **r** i iz tačke $\mathbf{r} + n_1\mathbf{a} + n_2\mathbf{b} + n_3\mathbf{c}$, gde su n_1 , n_2 i n_3 proizvoljni celi brojevi. Prostorna kristalna rešetka je prosta kada može postati translacijom ćelije ivica **a**, **b** i **c**.

Ako rešetka ima čvorove na sredini dveju suprotnih strana (pljosni), onda se kaže da je centrirana na bazi ili da je bazno centrirana (sl. 113-1).

Ako rešetka ima čvorove u centrima svih pljosni (strana), onda se kaže da je centrirana na pljosni ili da je površinski centrirana (sl. 113-2).



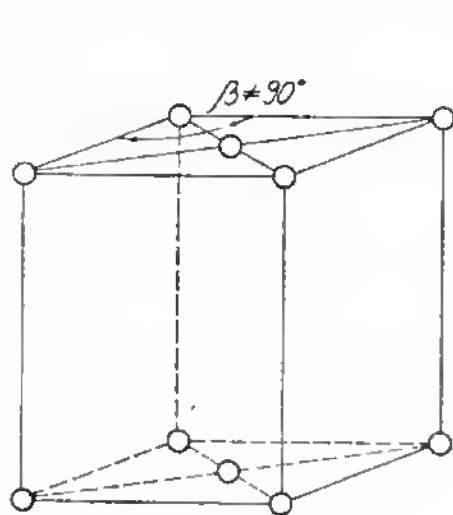
Sl. 113-2



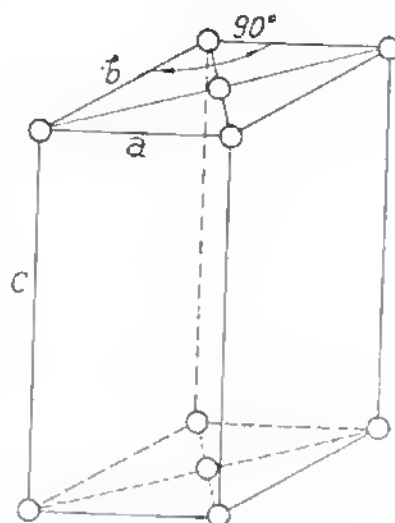
Sl. 113-3

Ako rešetka ima čvor u centru zapremine, onda se kaže da je prostorno centrirana ili prostorno centrična (sl. 113-3).

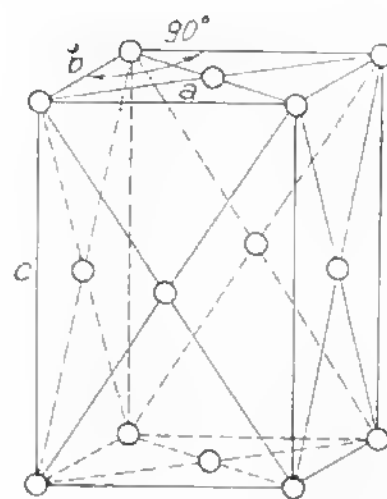
Imajući u vidu i ove mogućnosti rasporeda čvorova rešetke, ustanovljeno je [Bravais (Brave)] da postoji 14 tipova rešetki za 7 navedenih kristalnih sistema. Sve to je povezano sa geometrijskom simetrijom i oblicima.



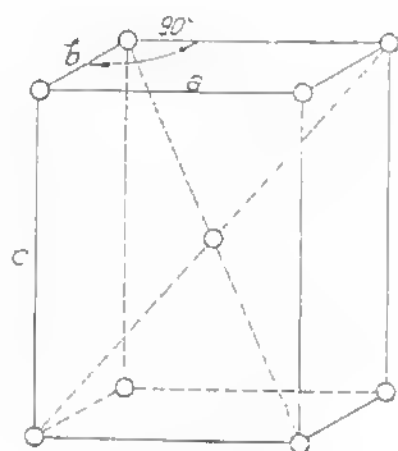
Sl. 113-4 I



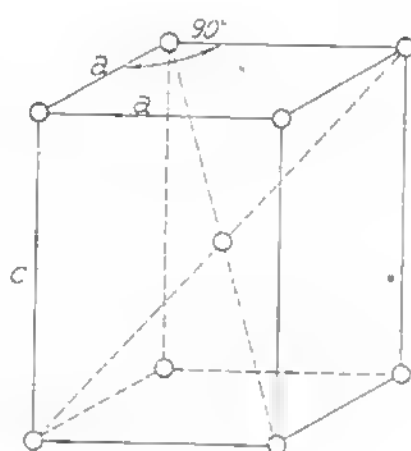
Sl. 113-4 II



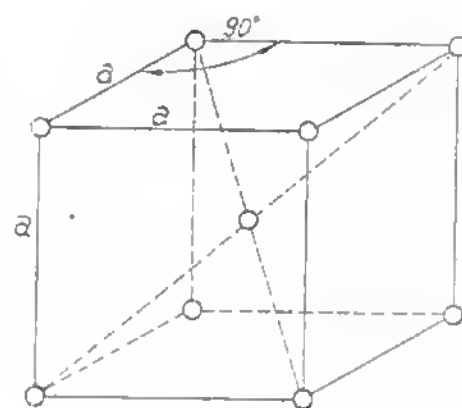
Sl. 113-4 III



Sl. 113-4 IV



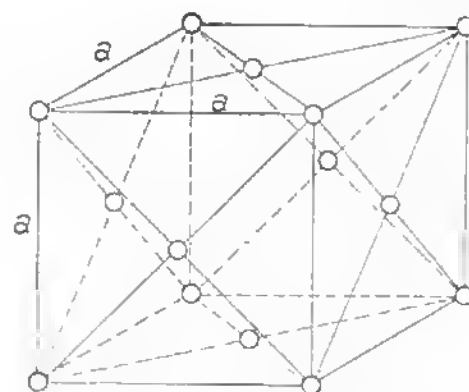
Sl. 113-4 V



Sl. 113-4 VI

Već smo naveli 7 tipova kristalnih sistema, a to su i tipovi prostih rešetki. Osim toga, postoji monoklinična rešetka centrirana na bazi (sl. 113-4 I), zatim tri vrste rombičnih centriranih: na bazi (sl. 113-4 II), na pljosnima (sl. 113-4 III) i prostorno (sl. 113-4 IV); tetragonalna prostorno centrirana (sl. 113-4 V); kubična prostorno centrirana (sl. 113-4 VI) i kubična centrirana na pljosnima (sl. 113-4 VII). Dakle, pored ranije navedenih 7 ima još 7 tipova rešetki, ili svega četrnaest.

Kao jedna od karakteristika proste rešetke uzima se i konstanta rešetke, a to je rastojanje dveju homologih čestica. Na primer, u rešetki kristala kuhinjske soli (NaCl) konstanta rešetke a je rastojanje između dvaju, recimo, jona natrijuma (sl. 109-3).



Sl. 113-4 VII

§ 114. Električna provodljivost čvrstih tela. Metali, poluprovodnici i izolatori

Čvrsta tela se prema svojoj električnoj provodljivosti dele na tri vrste: provodnike, poluprovodnike i izolatore.

Električna provodljivost čvrstih provodnika neposredno je povezana sa slobodnim (pokretnim) elektronima u provodniku, tj. sa elektronskim gasom u metalu. Iako je to vrlo složen proces, on se uglavnom prikazuje prema prilično jednostavnim pretpostavkama i odnosima, što je u glavnim crtama za samu provodljivost i za električnu struju već tretirano u II knjizi (§ 32 i 33). Napominjemo da se može smatrati da je broj slobodnih elektrona u jedinici zapremine metala konstantan, te ne zavisi od spoljašnjih uticaja, a to znači ni od temperature. Svakako nastaje i rekombinacija elektrona i jona, a takode i generalisanje novih slobodnih elektrona, ali se te dve pojave u proseku kvantitativno uravnotežavaju.

Usvojeno je da se kao broj slobodnih elektrona u jedinici zapremine metala može uzeti

$$n = z \cdot 10^{22},$$

gdje je sa z označena valentnost tog metala. Prema tome, koncentracija slobodnih elektrona je skoro jednaka za sve metale, jer u odnosu na 10^{22} razlika u valentnosti specifičnoj težini metala predstavlja vrlo mali broj.

Na taj način se i u detaljnijim izlaganjima polazi od jednostavnih shvatanja, koja se navode i u elementarnijim tretiranjima, a to je da se električna provodljivost metala kao prve vrste čvrstih tela objašnjava pomoću elektronske strukture i elektrona kao čestice gasa.

Elektroni provodljivosti su slobodni elektroni. Doduše, moramo istaći da se u preciznijem tretiranju pomoću elektronske strukture uzima u obzir i raspodela brzina slobodnih elektrona, pa i Pauliev princip, koji utiče na oblik te raspodele, o čemu ćemo mestimično i u ovoj knjizi navesti bar u grubim crtama neke rezultate i povezanosti. Inače, precizniji metodi izlaganja su izvan okvira ove knjige.

U odnosu na električnu provodljivost druga vrsta čvrstih tela — poluprovodnici — znatno se razlikuje od provodnika.

Ustanovljeno je da su i u poluprovodnicima nosioci električne struje elektroni provodljivosti, koji se mogu kretati kroz poluprovodnik.

Medutim, postoji jedna bitna razlika između metala i poluprovodnika u pogledu zavisnosti koncentracije elektrona provodljivosti od temperature.

U metalima srednji broj elektrona provodljivosti (koncentracija n) ne zavisi od temperature. U poluprovodnicima, pak, koncentracija elektrona provodljivosti zavisi od temperature.

Ta zavisnost koncentracije elektrona provodljivosti u poluprovodnicima od temperature izražava se relacijom

$$n = f(T) \cdot e^{-\frac{\text{const}}{T}}, \quad (114,1)$$

koju ovde nećemo izvoditi. T je apsolutna temperatura. Funkcija od temperature $f(T)$ uz opadajući eksponencijalni član proporcionalna je sa $T^{3/2}$, što se dobiva prema kvantnoj statističkoj teoriji.

Ova relacija pokazuje da se koncentracija elektrona provodljivosti poluprovodnika smanjuje kada se snižava temperatura, a povećava se sa povišenjem temperature.

To je jedna od glavnih razlika između metala (provodnika) i poluprovodnika.

Kao što je poznato iz elektromagnetike, specifična električna provodljivost može se dobiti za provodnik prema relaciji za otpor (II knjiga, § 33):

$$R = \rho \frac{l}{S} = \frac{1}{\gamma} \frac{l}{S} = \frac{U}{I} = \frac{l\mathcal{E}}{I} = \frac{\mathcal{E}}{nev} \frac{l}{S}, \quad (114,2)$$

gde je R termogeni otpor, \mathcal{E} — jačina električnog polja, l — dužina provodnika, S — površina njegovog preseka, n — koncentracija slobodnih elektrona kao nosilaca električne struje, v — prosečna brzina elektrona pod uticajem polja (u određenom smeru). Odavde izlazi da je električna provodljivost

$$\gamma = ne \frac{v}{\mathcal{E}}. \quad (114,3)$$

Količnik brzine elektrona v i električnog polja \mathcal{E} naziva se **pokretljivost elektrona**. Obeležimo je sa u , pa je

$$\gamma = ne u. \quad (114,4)$$

Odavde se vidi da električna provodljivost (specifična) zavisi od pokretljivosti nosilaca struje.

Savremena nauka o poluprovodnicima, koja se mnogo razvila prvenstveno zbog njihove izvanredno efikasne primene u savremenoj tehnici, ustanovila je vrlo jaku vezu između električne provodljivosti poluprovodnika i temperature.

Oblik te zavisnosti električne provodljivosti poluprovodnika od temperature takođe je eksponencijalan, odnosno

$$\gamma = C_1 e^{-\frac{C_2}{T}}, \quad (114,5)$$

gde su C_1 i C_2 konstantni koeficijenti.

Ustanovljeno je da pokretljivost u zavisi od temperature znatno slabije nego provodljivost γ .

U metalima slobodni elektroni nastaju vrlo lako usled uzajamnog dejstva atoma, pri čemu je energija veze tih valentnih elektrona relativno vrlo mala.

Dakle, temperatura ne utiče na stvaranje slobodnih elektrona u metalima.

U poluprovodnicima elektroni provodljivosti nastaju prvenstveno usled toplotnog kretanja. Pri apsolutnoj nuli poluprovodnici se ponašaju kao izolatori, a pri visokim temperaturama pokazuju svojstva bliska svojstvima metala.

Zato se i izolatori mogu smatrati specijalnim slučajem poluprovodnika.

U poluprovodnicima su spoljašnji elektroni u atomima povezani sa jezgrima odgovarajućim silama, koje nisu sasvim male. Prilikom približavanja atoma takvih supstancija njihovo uzajamno dejstvo nije u stanju otrgnuti te elektrone od njihovih atoma. Tako, i pod uzajamnim uticajem atoma i spoljašnji elektroni ostaju i dalje u svojim atomima. Da bi napustili svoje atome i postali elektroni provodljivosti, potrebna je neka spoljašnja energija, koja će biti jednaka bar energiji jonizacije.

Tu energiju koja je u stanju da spoljašnje elektrone otrgne od atoma daje toplotno kretanje. Tako otrgnuti elektroni se kreću po celoj zapremini poluprovodnika.

Povišenjem temperature povećavaju se amplitude oscilovanja atoma u kristalnoj rešetki poluprovodnika, a to izaziva odvajanje elektrona od atoma, tj. jonizovanje atoma. Uostalom, to povećanje amplituda oscilovanja atoma i jeste manifestacija toplotnog kretanja čestica u čvrstom telu, odnosno u kristalnoj rešetki.

Uporedo sa tim procesom jonizovanja atoma poluprovodnika usled toplotnog kretanja postoji i suprotan proces — rekombinacija. Naime, kada pojedini

slobodni elektroni naidu na pozitivan jon poluprovodnika, „prilepe” se za njega i time izvrše rekombinaciju. Takav elektron se veže za atom i u tom novom stanju i položaju ne može više biti nosilac električne struje, što znači da nije više elektron provodljivosti.

Između ta dva procesa postoji izvesna ravnoteža, ali tako da pri određenim temperaturama postoji određen broj elektrona provodljivosti, koji zavisi i od prirode poluprovodnika.

Ali u ovakvom tretiranju se pojavljuje jedna prividna nezgoda. Naime, energija jonizacije valentnih elektrona kreće se otprilike od desetog dela elektronvolta do oko 1,5 eV, što zavisi od prirode materijala. S druge strane, toplotna energija, koja izaziva tu jonizaciju, iznosi oko 0,035 eV, što je mnogo manja količina od energije jonizacije. Jasno je da je ta mala vrednost tačna, što je lako izračunati i prema poznatoj relaciji kinetičke teorije supstancije. Naime, atomi dobivaju odgovarajuću kinetičku energiju toplotnog kretanja, pa se kreću verovatno po vrlo složenim putanjama oko svog ravnotežnog položaja u čvrstom telu. No, kako je taj atom povezan sa obližnjim atomima vrlo jakim silama, njegove oscilacije se mogu razložiti na komponentna oscilovanja duž triju izabranih osa, što se može uraditi prema principu superpozicije oscilovanja. Tako bi atomi imali $3N$ stepena slobode, ako je broj atoma N . Kako su za jedan period oscilovanja prosečne vrednosti kinetičke i potencijalne energije međusobno jednake, to je veličina te toplotne energije $3 kT$ za jednu česticu.

Dakle, energija $3kT$ pri običnim temperaturama, koju imaju čestice odgovarajućih materijala, mnogo je manja od energije jonizacije. Kako onda doći do zaključka da se tako malom toplotnom energijom izaziva jonizovanje atoma poluprovodnika?

Na to pitanje odgovara se objašnjenjem da je izračunata toplotna energija samo neka srednja vrednost energije, koja se dobiva statistički, bez obzira na stepen preciznosti i strogosti u izračunavanju. Ta srednja vrednost zamenjuje prave vrednosti, koje se razlikuju i međusobno i od same srednje vrednosti. To znači da postoji relativno velik broj čestica koje imaju mnogo veću energiju od te srednje vrednosti, pa otuda i opravdanje zaključka da se i sa tom toplotnom energijom može izazvati jonizacija, jer jonizaciju ne izazivaju sve, nego samo neke čestice. Dakle, brze čestice izazivaju jonizaciju, a smatra se da je njihov broj dovoljan za vršenje tog procesa.

Razumljivo je da se sa povišenjem temperature povećava broj čestica koje imaju energiju iznad vrednosti energije jonizacije.

Jonizovanje atoma poluprovodnika i proizvodnje elektrona provodljivosti ne izaziva samo toplotno kretanje. Njih može otrgnuti od atoma i elektromagnetsko zračenje, zatim vrlo jako električno polje, kao i fundamentalne čestice koje nađu kroz poluprovodnik. Pored toplotnog kretanja, kao glavnog i najrasprostranjenijeg, takode mogu postojati i drugi spoljašnji uzroci jonizacije.

Jedna od važnih karakteristika poluprovodnika je zavisnost termogenog (omskog) otpora od temperature, o čemu je implicitno već govoreno. To je važno imati u vidu, jer je ta zavisnost suprotna od zavisnosti kod metala.

Povišenjem temperature smanjuje se termogeni električni otpor poluprovodnika, a snižavanjem temperature termogeni otpor se povećava. To je povezano sa promenom pokretljivosti nosilaca električne struje sa povišenjem temperature. Pokretljivost se smanjuje kada se temperatura povišava.

U odnosu na električnu provodljivost tela se razlikuju u vrlo velikoj meri. Upoređenjem specifičnog električnog otpora boljih izolatora i boljih provodnika dobiva se izvanredno velik broj, koji ne iznosi ništa manje od kvadriliona (10^{24}).

§ 115. Energetske zone

U kristalu sa pravilnom raspoređenošću atoma postoji i odgovarajuće električno polje i potencijalna energija, čija je karakteristika periodičnost u prostoru u odnosu na atome. Odstupanja od pravilnosti su znatna u skoro svim realnim kristalima, u kojima je pravilnost rasporeda poremećena na razne načine različitim uticajima. Ali, ako se kristal tretira u ranije navedenom idealizovanom obliku, u njemu je električno polje periodično.

Dakle, kada se od N atoma sastoji idealizovani kristal, onda je jedna od njegovih glavnih karakteristika periodičnost polja.

Ali, osim te karakteristike, smatra se da postoji još jedna važna karakteristika N atoma spojenih u čvrsto telo. Svaki energetski nivo svakog atoma pod uticajem električnih polja ostalih atoma rascepi se na ništa manje nego N energetskih nivoa, tj. na onoliki broj koliki je broj atoma. Jasno je da su ti nivoi po veličini vrlo blizu jedan drugom, ali ih je veoma mnogo, što predstavlja novost koju donosi atomska fizika.

Prema navedenom principu kvantne teorije, na svakom od tih energetskih nivoa mogu se nalaziti najviše po dva elektrona, jer se uzima u obzir i spin elektrona.

Ukupnost tih N energetskih nivoa naziva se **energetska zona**. Kvantna teorija daje principe prema kojima se na izvesnim nivoima elektroni ne mogu nalaziti. Tih nivoa može biti veći broj, pa i cela zona. Takve zone se nazivaju **zabranjene ili nedozvoljene zone**.

Treba voditi računa o ovom nazivu za skup nivoa energije, jer on jezički podseća na prostornu veličinu, iako po svojoj prirodi predstavlja sasvim drugu fizičku veličinu — intervale energije. Iako se jasno radi o energetskom intervalu, zona se predstavlja pomoću skale, koja se često crta vertikalno kao obična visinska skala.

Ranije smo naveli da osim osnovnih energetskih stanja elektrona u atomu postoje i eksitovana (pobudena) stanja. Ako se elektroni nalaze u osnovnim stanjima, onda oni sami po sebi ne mogu preći u jedno od pobuđenih stanja. Da bi se prešlo u ma koje pobuđeno stanje, potrebno je da elektroni dobiju neku energiju.

Smatra se da se pri apsolutnoj nuli svi elektroni kristala nalaze u osnovnim najnižim energetskim nivoima.

Kako je u čvrstom telu broj atoma u 1 cm^3 oko 10^{23} , a širina dozvoljene energetske zone svega nekoliko elektronvolti, onda izlazi da se energetski nivoi u dozvoljenoj zoni međusobno razlikuju za svega oko 10^{-23} eV . Sa praktične strane, energetski spektar je u stvari kontinualan, iako je u suštini teorijski diskretan. To pokazuje da elektronima nije teško prelaziti sa jednog na drugi nivo dozvoljene energetske zone. Oni za takav prelaz imaju toplotnu energiju atoma koja je nesrazmerno veća od razlike tih nivoa.

U slučaju da su svi nivoi zauzeti elektronima, sva promena bi se sastojala u tome da elektroni međusobno menjaju mesta, i to samo u okviru koji dopušta Pauliev princip.

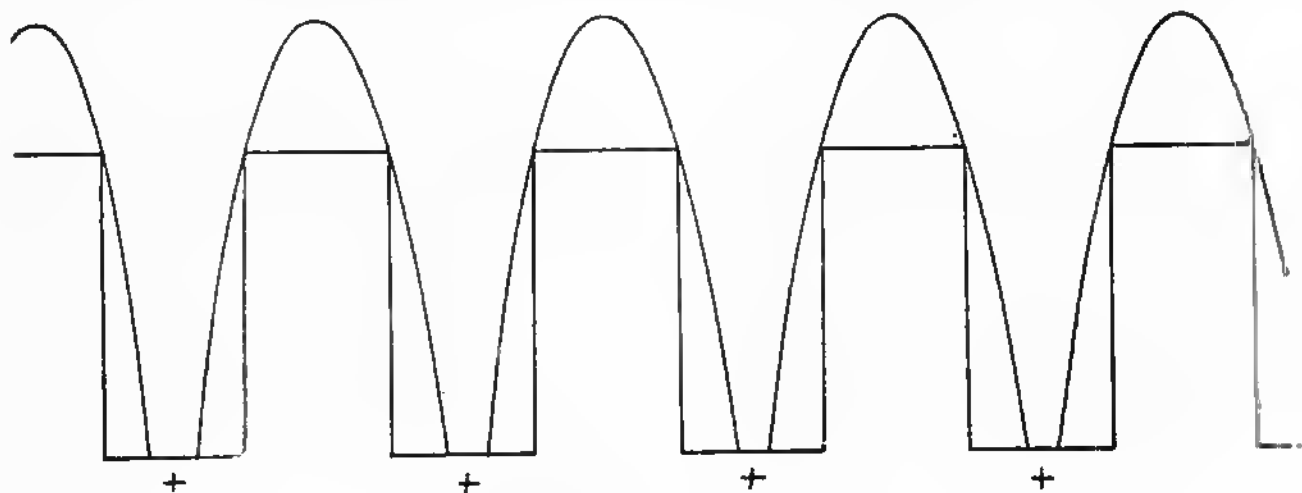
Energetske zabranjene (nedozvoljene) zone određuju se prema odgovarajućim rešenjima jednačine kretanja čestice u potencijalnom polju. Kao što smo ranije videli, to je čuvena Schrödingerova jednačina, kojom se uzima u obzir i korpuskularna i talasna strana prirode svake čestice. U zavisnosti od oblika potencijalne energije dobivaju se i odgovarajuća rešenja jednačina. Najlakše ju je rešiti za slučaj konstantne vrednosti potencijalne energije U .

Rešavanje te jednačine za razne slučajeve spada u zadatak kvantne teorije.

Iako je to izvan okvira opšte atomske fizike, napominjemo da i ovde moramo koristiti rezultate i rešenja do kojih se došlo složenijim postupcima i metodima kvantne teorije.

Potencijalna energija skupa od nekoliko atoma poredanih po pravoj liniji ima oblik kak na sl. 115-1. Sa + su označeni položaji jezgara pojedinih atoma.

Da bi se olakšalo izračunavanje, zamenjuje se navedeni oblik potencijalne energije pravougaonim potencijalnim jamama i potencijalnim barijerama. Tako se za potencijalnu energiju dobivaju konstantne vrednosti u pojedinim prostornim



Sl. 115-1

intervalima. Ali i sa takvim aproksimacijama, za lanac atoma dobivaju se u celini dosta složene jednačine. Izračunavanjima se dobije veliki broj vrednosti za energiju elektrona. U tom broju jedan deo ima matematički i fizički smisao. Ispostavlja se, pak, da neke dobivene vrednosti energije nemaju ni matematičkog smisla; jednostavno, to nisu rešenja dobivenih izraza, a sami izrazi imaju za ovaj slučaj oblik goniometrijskih funkcija kao rešenja gde figurira energija kao promenljiva veličina. Ukupnostima tih vrednosti, koje nisu rešenja Schrödingerove jednačine, odgovaraju energetske zone, koje se nazivaju zabranjene ili nedozvoljene zone.

Rezultati takvih izračunavanja odnose se na sve vrste čvrstih tela. Skrećemo pažnju da je ovo tretiranje u odnosu na postojeće teorije sa odgovarajućim matematičkim aparatom vrlo grubo; ali je kao ilustracija podesno i efikasno.

Počnimo najpre sa metalima. Smatra se da pri apsolutnoj nuli svi valentni elektroni popunjavaju osnovnu zonu (sl. 115-2). Zona odmah do nje („iznad” nje) ili zona koja pokriva prvu, a koja predstavlja eksitovana (pobuđena) stanja, ostaje slobodna, tj. na njenim nivoima nema elektrona pri apsolutnoj nuli.

Za valentne elektrone metala nema teškoća da iz osnovne zone pređu u slobodnu, jer i odgovarajuća rešenja jednačina pokazuju da su dozvoljeni svi nivoi energije u tim zonama. Dovoljno je podvrgnuti taj metal nekom električnom polju, pa će se ti valentni elektroni kretati pod njegovim



Sl. 115-2

uticajem u određenom pravcu, i to od nižeg potencijala ka višem. Pri tom elektroni menjaju svoju energiju, zauzimajući eksitovane nivoe.

Taj proces prelaženja elektrona u eksitovana energetska stanja izaziva postojanje električne provodljivosti metala.

Potpuna zaposednutost osnovne energetske zone elektronima odnosi se na idealan slučaj apsolutne nule, a takode i na potpuno prazne slobodne zone. Medutim, svi realni slučajevi su iznad apsolutne nule, pa niti je zaposednuta zona potpuno zauzeta, niti slobodna zona potpuno slobodna, jer su neki elektroni već napustili osnovna energetska stanja i zauzeli eksitovana stanja. Horizontalnim linijama obeležili smo energetske nivoe, kojih, naravno, ima veliki broj, pa su na slici linije samo simboličkog karaktera, a nisu prikaz svih nivoea.

Da vidimo sada kako se mogu prikazati valentni elektroni i zone u poluprovodniku. Već smo napomenuli da električna provodljivost i u poluprovodnicima potiče od valentnih elektrona. Ali, energetski spektar valentnih elektrona poluprovodnika razlikuje se od odgovarajućeg spektra metala u tome što osim osnovne zauzete i slobodne dozvoljene zone postoji i *zabranjena energetska zona*, kao što je prikazano na sl. 115-3.

Pri apsolutnoj nuli cela osnovna zona je potpuno zauzeta valentnim elektronima. Kako se uzima u obzir i spin elektrona, smatra se da se na svakom od nivoea energije nalaze po dva elektrona sa suprotno orijentisanim spinovima. Iznad te osnovne zone nalazi se zabranjena zona, tj. prekid u energetske nivoima. Zatim, iznad te zabranjene zone nalazi se slobodna zona, koja se naziva još i zona provodljivosti.

Dakle, razlika između metala i poluprovodnika u pogledu elektrona provodljivosti ogleda se u ovoj zabranjenoj energetske zone, koja u poluprovodnicima postoji, a u metalima je nema. Zbog postojanja te energetske zabranjene zone poluprovodnik se na apsolutnoj nuli ponaša suprotno od metala. Naime, ako se podvrgne spoljašnjem električnom polju, onda neće nastati nikakva električna struja, što znači da se poluprovodnik pri apsolutnoj nuli ponaša kao izolator.

Da bi prešao u slobodnu eksitovanu zonu, elektron mora dobiti energiju koja je jednaka bar širini zabranjene zone.

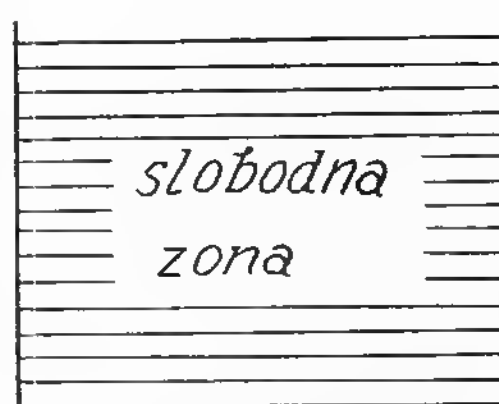
Shodno tome, metal ima i pri apsolutnoj nuli visoku električnu provodljivost, a poluprovodnik je pri apsolutnoj nuli u stvari izolator. Da bi se u poluprovodniku dobila neka električna provodljivost, potrebni su specijalni spoljašnji uticaji na poluprovodnik.

Zabranjena energetska zona poluprovodnika obuhvata interval energije od nekoliko desetih eV do oko 1,5 eV.

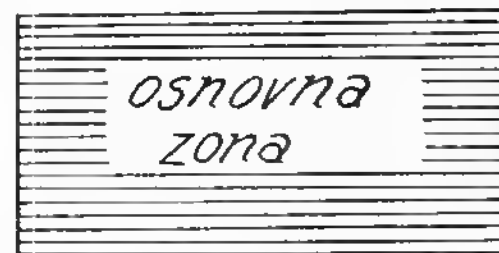
Izolatori se, u principu, u pogledu energetske zone i električne provodljivosti ne razlikuju od poluprovodnika kvalitativno nego samo kvantitativno. U izolatorima je interval nedozvoljene energetske zone veći od intervala nedozvoljene energetske zone poluprovodnika. Zato se izolatori i smatraju specijalnim slučajem poluprovodnika.

Pri običnoj sobnoj temperaturi interval zabranjene energetske zone elektrona izolatora velik je u odnosu na toplotnu energiju reda kT .

Vrh, ili najviši nivo osnovne zone metala, i dno, ili najniži nivo slobodne zone mogu se preklapati, tj. može se dogoditi da je najviši nivo osnovne zone viši od najnižeg nivoea slobodne zone. Takode, pored preklapanja, osnovna zona može



*zabranjena
zona*



Sl. 115-3

biti i samo delimično popunjena elektronima. Sva ta preklapanja zona samo pokazuju da metali i na apsolutnoj nuli imaju određenu električnu provodljivost.

Šupljine. — Kad elektron napusti svoje mesto u zoni, onda na to mesto može stići drugi elektron iz iste energetske zone, sa nižih nivoa. Nivo koji je elektron napustio ostane prazan, pa se naziva *šupljina* ili prazni nivo. Tu šupljinu može popuniti jedan od elektrona iz neposredne blizine, koji se nalazi i sa ma koje njegove strane. Ako su elektroni podvrgnuti električnom polju, onda šupljinu popunjava onaj elektron koji se u tom smeru kreće pod uticajem električnog polja. Na mestu toga elektrona, koji popunjava susednu šupljinu, pojavljuje se nova šupljina. Kako električno polje orijentise kretanja elektrona, nastajanje šupljina takođe je orijentisano u smeru suprotnom od smera kretanja elektrona. Izlazi kao da se te šupljine kreću u smeru suprotnom od smera kretanja elektrona, koji te šupljine izazivaju.

Smer „kretanja” tih šupljina isti je kao smer kretanja zamišljenih pozitivnih nacektrisanja u električnom polju. Zbog toga se i koristi izraz „pozitivne” šupljine.

Ove „šupljine” u energetskim nivoima ili u energetskom spektru treba razlikovati od šupljina koje nastaju u atomskoj kristalnoj rešetki kada čvor ostane prazan, a što se događa, recimo, pri pojavi difuzije atoma u kristalima.

Slikovito prikazivanje promena energetskih nivoa pomoću šupljina dosta je razrađeno i dalo je povoljne rezultate, bez obzira na uslovnost uvođenja i prihvatanja.

Uzimajući u obzir i taj metod „šupljina”, električna provodljivost može se tretirati i pomoću elektrona, tj. pomoću „viška elektrona” i pomoću šupljina, tj. pomoću „manjka elektrona” u energetskim spektrima, odnosno nivoima. U takvim metodima prikazivanja obično se elektronska provodljivost naziva tip *n* (negativan), a pomoću šupljina — tip *p* (pozitivan). Iako se radi uglavnom o analogiji, tu pomaže i ilustrativnost samog metoda pomoću šupljina.

§ 116. Nesavršenosti kristala

Kristali sa savršeno pravilnom rešetkom skoro su idealizacija realnog stanja rešetki, jer su u praksi geometrijske pravilnosti manje ili više uglavnom narušene raznim uticajima. To su u stvari manji ili veći defekti ili nesavršenosti rešetke. Prema tome, nesavršenosti kristalnih rešetki nastaju pod uticajem primesa makar i u vrlo malim količinama. U praksi se ispostavilo da mnogi materijali imaju određenu i željenu električnu provodljivost zahvaljujući baš izvesnim primesama koje narušavaju savršenost rešetke. Tako se izazivanje nesavršenosti kristala često koristi u tehničkim primenama i praktičnim proučavanjima raznih čvrstih tela.

Prva i za praksu verovatno najvažnija nesavršenost kristalne rešetke jesu prime u njoj. Čak i jedan jedini atom kao primesa u rešetki izaziva velike poremećaje i nesavršenost strukture kristala. Pri tome, osetnu ulogu imaju i dimenzije atoma koji kao primesa ulaze u materijal, jer je nesavršenost veća kad je primesni atom većih dimenzija. Primesni atom izaziva energetske nivoe elektrona, kojih nije bilo u idealnoj kristalnoj rešetki.

Ako atomi primese teže da predaju svoje elektrone rešetki u koju nailazu, onda se oni nazivaju *donatori*, a ako teže da od rešetke prime ili zahvate elektron, onda se nazivaju *akceptori*. U jednom istom materijalu atomi nekih elemenata mogu biti donatori, a atomi drugih — akceptori. Može se zamisliti i uprošćeni model kad se elektron kreće oko donatora, a analogno tome kad se i šupljina kreće oko akceptora, što važi za neke slučajeve primese. Inače, u većini slučajeva takav jednostavni model ne zadovoljava.

Primese u kristalima izazivaju i poremećaje u kretanju elektrona i jona kao nosilaca električne struje, i to kako naelektrisane tako i električno neutralne primesne čestice. One takođe utiču i na kretanje šupljina. Taj uticaj je direktan i indirektan, jer svaki poremećaj rešetke izaziva naknadne interakcije među česticama kao njenim sastavnim delovima.

Primesni atomi mogu vršiti i difuziju u izvesnim uslovima, a naročito kada se pri visokim temperaturama pojavljuju neravnomernosti i promene u njihovoj koncentraciji.

Kada se govori o uticaju primesnih čestica na elektrone i ostale čestice, ima se u vidu i talasna strana prirode tih čestica, pa se čak mogu i izračunavati rasipanja odgovarajućih talasa prema kvantnoj teoriji. Kad kristal sadrži primese, onda je srednja dužina slobodnog puta elektrona u kristalu manja nego kad nema primese.

Primese utiču i na električna, magnetska i optička svojstva materijala, što je za praksu od velike važnosti.

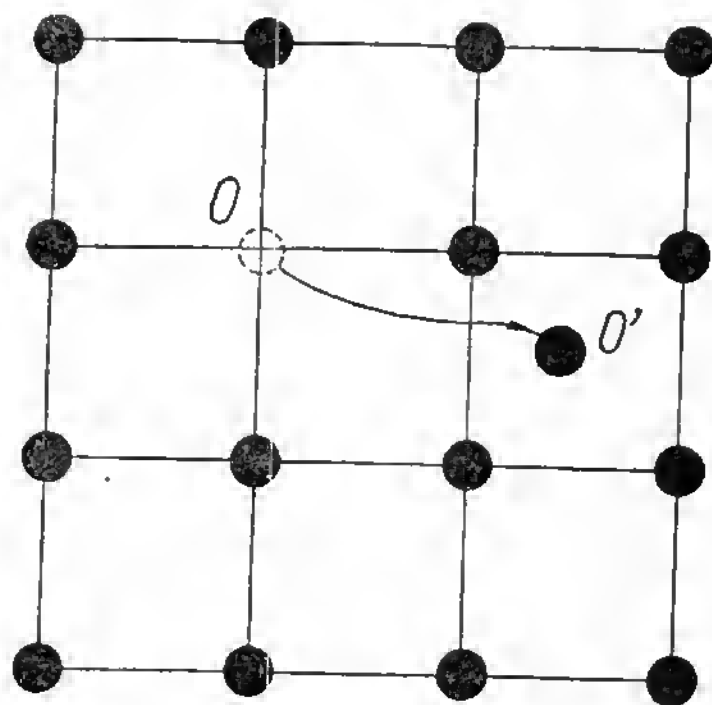
Dru g a vr s t a nesavršenosti kristalne rešetke ispoljava se kao s t r u k t u r n i d e f e k t r e š e t k e. Postoji više vrsta defekata u strukturi kristalne rešetke, ali su najvažnije sledeće dve: defekt sa praznim čvorom (vakancija) i defekt sa praznim čvorom i atomom među obližnjim čvorovima. Prvi se naziva Schottkyev, a drugi Frenkelov defekt.

Takvi defekti nastaju mahom pod uticajem toplotnog kretanja. Kad čvor u kojem je bio atom ostane prazan, tj. kad ga atom napusti, onda se takvo upražnjeno mesto naziva v a k a n c i j a. Za uklanjanje atoma iz njegovog normalnog položaja u rešetki potrebna je energija od oko jednog ili nekoliko elektronvolti. Među atomima rešetke postoji odgovarajući prostor, koji se može nazvati i „međučvorište”. Isterani atom može izići iz rešetke, a može i upasti među druge obližnje atome.

Ove vakancije su analogne šupljinama u energetske nivoima elektrona o kojima je maločas bilo govora. Ako se u blizini nalaze pozitivni joni, i to na višem električnom potencijalu, oni će popunjavati vakancije, pa otuda i proces kretanja, ili pomeranja vakancija, što je analogno kretanju šupljina u energetske zonama.

Naziv vakancija se upotrebljava i za prvu vrstu defekta.

Oba tipa ovih strukturnih defekata kristalne rešetke prikazani su na sl. 116-1. U položaju O je vakancija, odnosno prazno mesto, koje je atom napustio, dok je u položaju O' „međučvorni” atom, koji je upao kao suvišan u odnosu na normalnu idealnu strukturu kristalne rešetke. Na slici je prikazana jedna od najprostijih rešetki, ali je i ona dovoljna za ilustraciju dva tipa strukturnih defekata kristalne rešetke. Ovakve „atomske šupljine” mogu nastati i izletanjem jednog od atoma sa površine kristala, posle čega se neki atomi iz unutrašnjosti kristala pomeraju redom na to upražnjeno mesto, te se i šupljina, odnosno vakancija pomera sa površine u unutrašnjost kristala.



Sl. 116-1

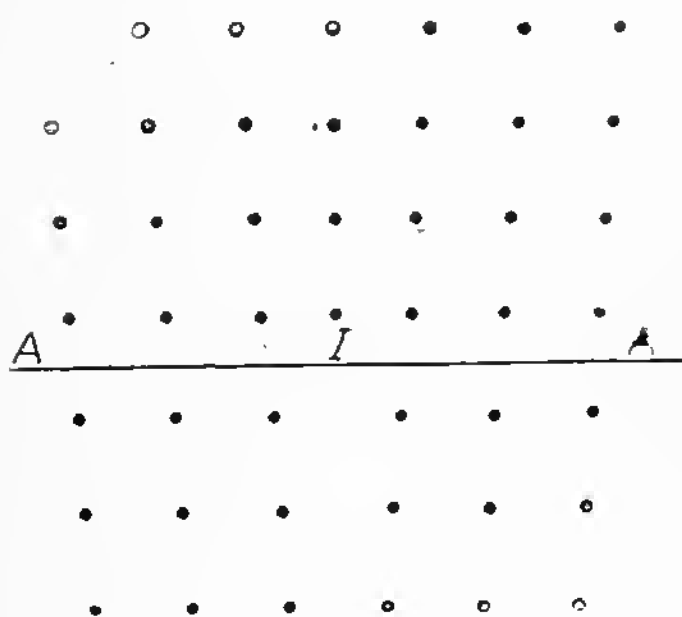
Strukturni defekti kristala izazivaju osetne promene u svojstvima materijala, i to počevši od nekih mehaničkih, pa preko toplotnih i električnih i magnet-skih do optičkih, što se koristi u tehničkoj primeni materijala. Detaljno su proučene razlike tih uticaja na razne materijale u kvantitativnom pogledu.

Treću vrstu nesavršenosti kristalne rešetke predstavlja dislokacija.

Ako se u kristalnoj rešetki uoče atomi u jednoj ravni, onda se može govoriti i o atomskoj ravni u rešetki, što je opšta pojava u većini kristalnih sistema. U mnogim rešetkama pojedini slojevi atoma nalaze se u odgovarajućim ravnima. Kao primer možemo uzeti kubičnu rešetku, gde su te atomske, međusobno paralelne, ravni očigledne.

Ako je nesavršenost kristalne rešetke takva da se u jednom njenom delu pojavi suvišna atomska ravan u odnosu na drugi deo, onda se takav poremećaj pravilnosti rešetke naziva dislokacija.

Jedna vrsta dislokacije prikazana je na sl. 116-2. Atomska ravan označena sa I u gornjem delu rešetke prekobrojna je u odnosu na broj atomskih ravni u donjem delu, ako se ta dva dela računaju u odnosu na A-A. Razumljivo je da su u oba dela rešetke položaji atoma izmenjeni oko te suvišne ravni, te u odnosu na A-A vertikalne atomske ravni analogne su nonijusu, na kom se mnogi podejci ne poklapaju. U gornjem delu kristala iznad A-A uočava se sabijanje, a u donjem delu rastezanje kristala. Takav poremećaj može nastati i klizanjem jednog sloja kristala u odnosu na drugi. Pojava dislokacije najpre je proučena hipotetično i teorijski, a zatim se uspeo da se posmatra i snimi neposredno pomoću elektronskog mikroskopa.



Sl. 116-2

Opisana dislokacija se naziva linijska, jer je njena geneza takva.

U zavisnosti od toga da li se istegnuti deo kristala nalazi gore ili dole, a sabijeni dole ili gore, dislokacija se naziva pozitivnom ili negativnom, što je

u stvari konvencionalnost, jer ništa ne menja u interpretaciji pojave. Dislokacije u kristalu deluju međusobno na taj način što dislokacije istog znaka međusobno deluju odbojnim silama, a dislokacije različitog znaka — privlačnim silama. To je lako objasniti, jer se, na primer, približavanjem dislokacija različitog znaka energija poremećaja smanjuje.

Ovakva dislokacija po pravilu ne obuhvata velike oblasti kristala, nego uglavnom jednu cilindričnu oblast oko kraja suvišne atomske ravni. Poluprečnik te cilindrične oblasti iznosi nekoliko osnovnih prostornih perioda odnosno parametara rešetke.

Linijska dislokacija može, dakle, nastati klizanjem ili smicanjem delova kristala u pravcu normalnom na pravac same dislokacije.

Druga vrsta dislokacije naziva se spiralna ili helikoidalna dislokacija. Takva dislokacija nastaje kada se jedan deo kristala pomeri u odnosu na drugi deo za jedan ili više prostornih perioda (konstanti) rešetke, ali ne normalno

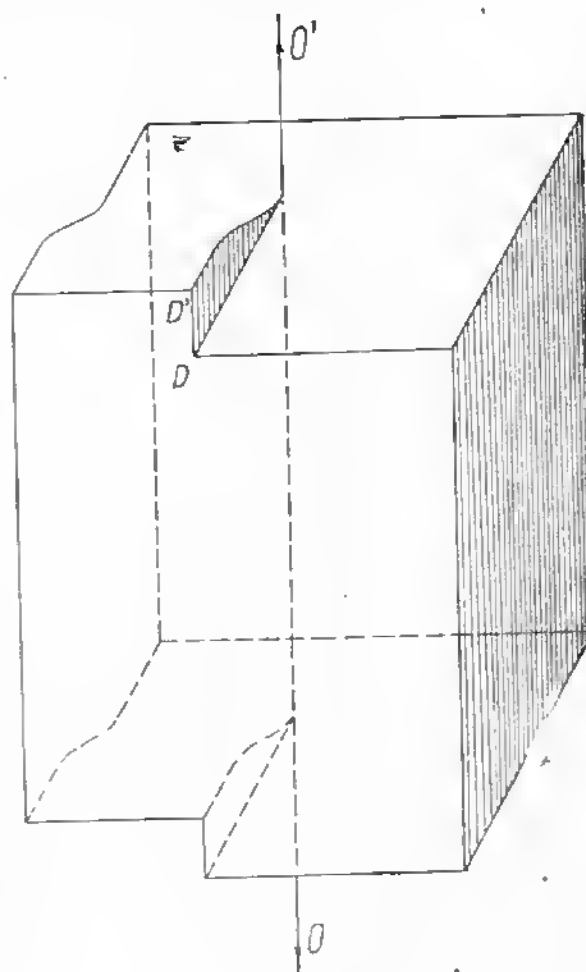
nego paralelno pravcu, odnosno osi same dislokacije (sl. 116-3). Kada je pomeranje od jednog ili nekoliko osnovnih perioda, onda se dislokacija ograničava na mikrorazmere. Ako je, pak, dislokacija većih razmera, onda se može i neposredno konstatovati savremenom tehnikom. Na slici se vidi da je pravac pomeranja DD' jednog dela kristala paralelan s osom dislokacije OO' . U slučaju mikrodislokacije pljosan kristala se, dakle, praktično poklapa sa običnom ravni.

Spirale pri ovoj dislokaciji mogu biti sa desnim ili sa levim hodom. One naročito dolaze do izražaja pri rašćenju kristala, pa se pomoću tih spirala i objašnjava pravilnost tog procesa. Jednostavno postoji stalna osnova za dalje rašćenje.

Elektroni i šupljine mogu se takode smatrati faktorima nesavršenosti kristalne rešetke, jer i oni pokazuju odgovarajuća uzajamna dejstva sa česticama u kristalu i remete pravilnost rešetke.

Nesavršenost kristalne rešetke izazivaju i tzv. fononi. Pod fononom se podrazumeva kvant zvuka. Kristalna rešetka vrši oscilacije čiji su kvanti fononi. Oni su neposredno povezani sa zvučnim talasima i normalnim oscilovanjima kristala. Frekvencije oscilovanja rešetke dopiru od niskih vrednosti čak do infracrvene oblasti spektra frekvencija. Na fonone se ovde primenjuju odgovarajuće relacije kvantne teorije kao i za talasc. Teorija koja važi za elektromagnetsko toplotno zračenje primenjuje se i na oscilovanje rešetke, što se opravdava uglavnom dobrim vrednostima dobivenih rezultata.

Nesavršenost kristalne rešetke izazivaju i fundamentalne čestice vrlo visokih energija, kao i fotoni. Te čestice unose znatne poremećaje i promene kad naiđu u kristal, što je po svojoj prirodi vrlo komplikovano zbog visokih energija i velikog broja čestica u kristalu sa poremećenim kretanjem. Sam foton izaziva i elektrone i šupljine, pa prelazi i u fonone, što zavisi od njihove energije i uslova u kristalu, koji se detaljno ne mogu proučavati.



Sl. 116-3

§ 117. Unutrašnji fotoelektrični efekt

(Fotoelektrična provodljivost)

U § 15 iznete su eksperimentalne činjenice o unutrašnjem fotoelektričnom efektu. Ovde će biti dato kratko objašnjenje ovog efekta na osnovu dosad iznete strukture poluprovodnika.

I ova pojava izaziva nesavršenost kristalne rešetke, ali je posebno tretiramo zbog njene specifičnosti.

Pojava se objašnjava predavanjem energije fotona valentnim elektronima materijala. Neki fotoni predaju svoju energiju česticama kristalne rešetke, čime se pojačava toplotno kretanje tih čestica.

Da bi elektron postao slobodan u poluprovodniku, potrebno je da upadni foton ima energiju veću od širine nedozvoljene zone ΔE , ili da joj je bar jednak. Kad elektron dobije tu energiju fotona, onda on postane elektron provodljivosti i, sa svoje strane, kao nosilac struje povećava električnu provodljivost.

Ali, već smo pokazali da kad elektron pređe iz popunjene u slobodnu zonu, onda nastaje šupljina. Prema tome, sa tom minimalnom ili većom energijom, kad preda svoju energiju elektronu u poluprovodniku, oslobodi ne samo jedan elektron nego jedan elektron i jednu šupljinu. Time se povećava broj nosilaca struje, u koje se računa i šupljina kao pozitivni nosilac. Ovo je samo objašnjenje procesa koji izaziva jedan foton, a pri obasjavanju materijala svetlošću takvih fotona ima veoma mnogo, te prema tome nastaje i vrlo veliki broj parova elektrona — šupljina provodljivosti.

Međutim, eksperimentalno je utvrđeno da nosioci struje nisu istovremeno i takvi elektroni i šupljine zajedno, nego u većini slučajeva jedni ili drugi, i to oni koji se duže održe, tj. koji imaju duži „vek”. U zavisnosti od mnogih uslova to mogu u nekim slučajevima biti elektroni, a u drugim šupljine.

Ustanovljeno je da takvi elektroni i takve šupljine ne stoje na jednom mestu, nego se premeštaju, kreću kroz materijal, tako reći od položaja blizu jednog atoma do drugog, a u stvari kroz prostor između atoma. U zavisnosti od potencijalne razlike među raznim tačkama materijala, ti nosioci struje kreću se u jednom smeru. Neki od njih opet nađu na staro mesto, a neki se „prilepe” uz atom koji ima manjak takvih nosilaca. Ali, osvetljavanjem se dobivaju novi fotoelektroni i fotošupljine, pa se uspostavlja izvesna ravnoteža u materijalu, te nastaje i stalna električna provodljivost pod uticajem fotona — pored provodljivosti koja nastaje pod uticajem toplotnog kretanja čestica tog materijala. Smatra se da se oni zadržavaju u slobodnom stanju od milionitih delova sekunda do hiljaditih delova, ali i za to vreme se izvrši proces.

Unutrašnji fotoelektrični efekt u raznim materijalima nastaje od svetlosti različitih frekvencija. U nekim se dobije tek ultraljubičastom svetlošću, a u nekim običnom vidljivom, pa čak i infracrvenom svetlošću relativno niske frekvencije, odnosno male energije fotona. To zavisi od prirode materijala.

Fotoprovodljivost se ne može izazvati kod svih poluprovodnika bez izuzetka. Konstatovano je da je u materijalima sa dielektričnom konstantom ispod 4 skoro nemoguće konstatovati tu pojavu, dok se u poluprovodnicima sa većim vrednostima lako konstatuje.

Izazivanje unutrašnjeg fotoefekta moguće je ostvariti i vidljivom svetlošću zbog toga što odgovarajuća nedozvoljena zona u poluprovodnicima iznosi svega nekoliko desetih eV do 1,5 eV.

Foton vidljive svetlosti $h\nu = h \frac{c}{\lambda}$ iznosi za crvenu svetlost već oko 1,6 eV, a za ljubičastu svetlost oko 3,1 eV, što je sasvim dovoljno za savladivanje tolike energije između valentnog i slobodnog elektrona ($\Delta E \leq 1,5$ eV).

Odnos fotoelektrona provodljivosti i elektrona provodljivosti pod uticajem termičkog kretanja različit je u raznim poluprovodnicima i u raznim metalima.

Prilikom obasjavanja materijala svetlošću koja izaziva unutrašnji fotoefekt događa se da ta pojava ne nastane, iako je energija fotona veća od ΔE nedozvoljene zone. Prirodno je da se tu radi samo o izvesnom broju, a ne o svim slučajevima. Kako objasniti to izostajanje pojave unutrašnjeg fotoefekta, iako je dovoljno energije za njega? Za sada je najefikasnije objašnjenje koje je dao sovjetski fizičar I. Frenkel. To objašnjenje je usvojeno od celokupne nauke kao najprihvatljivije. Prema takvom objašnjenju se elektron, kada na njega naide foton, eksituje i napusti

onu popunjenu zonu u kojoj se nalazio. Time je izazvao i odgovarajuću šupljinu u toj zoni. Ali taj elektron ne dospe u zonu provodljivosti, nego ima nešto nižu energiju. U takvom procesu taj elektron obrazuje svojom šupljinom sistem eksitovani elektron — šupljina, koji egzistira i kreće se kao električno neutralna celina (imajući ih u vidu kao jedan jedini sistem). Frenkel je takav sistem nazvao *e k s i t o n*. To eksitovano stanje atoma kreće se od atoma do atoma, što znači da se može i teorijski i inače uzeti da se eksiton kreće kroz provodnik. Prenosjenje se vrši oscilatornim kretanjem atoma, koji se na taj način međusobno sudaraju. Zbog padanja eksitovanog elektrona na niži energetski nivo neeksitovanog elektrona u atomu na koji naide, on izazove eksitaciju tog atoma, te se tako objašnjava prenošenje eksitovanog stanja, jer se energija na taj način prenosi u celosti. To kretanje eksitona vrši se u svim pravcima, pa se može smatrati haotičnim, analogno toplotnom kretanju čestica.

Posmatrajući eksiton kao celinu, on pri svom kretanju kroz kristal ne izaziva nikakvu promenu električne provodljivosti, nego samo prenosi eksitovano stanje s atoma na atom, odnosno s jednog mesta u telu na drugo. Da bi elektron iz takvog stanja povezanosti sa svojom šupljinom prešao u slobodno stanje i postao elektron provodljivosti, potrebno je da dobije neku energiju za taj proces. Jednostavno, treba „razbiti” eksiton, a za to je potrebna neka dopunska energija. Ta energija se može dobiti pri sudaru eksitona sa nekim primesnim centrom, pri čemu dobije energiju od toplotnog kretanja čestica kristalne rešetke. Osim toga, može nastati i pojava rekombinacije — da elektron uđe u sastav jona i da ga električno neutrališe. U tom slučaju šupljina ostane bez elektrona i kreće se od atoma do atoma. Prilikom rekombinacije predaje se toplotna energija kristalnoj rešetki, a može nastati i foton.

Dakle, eksitoni su sistem pomoću kojeg se objašnjava apsorpcija svetlosti u čvrstom telu, koja je u fotoelektričnom smislu neaktivna.

§ 118. Luminescencija

Luminescencija je pojava ispuštanja mahom vidljive „hladne” svetlosti posle prethodnog apsorbovanja energije. Vrlo mali broj vrsta hladne svetlosti ne predstavlja luminescenciju.

Energija koja u nekom materijalu izaziva luminescenciju može biti različitih vrsta, kao, na primer, energija svetlosti kojom se obasjava to telo, energija elektrona ili pozitivnih jona kojima se obasipa to telo, zatim mehanička energija koja izaziva deformacije, hemijska energija i, najzad, toplotna energija usled zagrevanja tela.

Takvi i slični uzroci luminescencije izazvali su i odgovarajuće nazive vrste luminescencije, koji su prihvaćeni u većoj ili manjoj meri.

Ako se luminescencija izaziva obasjavanjem tela svetlošću, onda se ta vrsta naziva *f o t o l u m i n e s c e n c i j a*. Izazvana bombardovanjem elektronima, naziva se *k a t o d o l u m i n e s c e n c i j a*.

Ako se u nekoj cevi nalazi razređeni gas i kroz njega propusti električna struja, može se dobiti luminescencija. Boja luminescentne svetlosti zavisi od prirode gasa. Naziv za takvu pojavu je *e l e k t r o l u m i n e s c e n c i j a*.

Postoje i takva čvrsta tela koja ispuštaju svetlost prilikom mehaničkih deformacija, kao što su lomljenje, sabijanje itd. To su mahom neki kristali. Takva luminescencija se naziva *t r i b o l u m i n e s c e n c i j a*.

Luminescencija koja nastaje zagrevanjem tela naziva se *t e r m o l u m i n e s c e n c i j a*.

Ispuštanje svetlosti prilikom hemijskih reakcija i odnosa u telima, neorgan-skim i organskim, naziva se *h e m i l u m i n e s c e n c i j a*. Tu spada i ispu-štanje svetlosti nekih insekata i ostalih životinja i nekih biljaka.

Prilikom bombardovanja nekih materijala raznim česticama, kao što su, na primer, α -čestice radioaktivnog zračenja, može se pojaviti luminescencija, koja se naziva *r a d i o l u m i n e s c e n c i j a*.

Luminescencija se može u nekim telima izazvati čak i pomoću rendgenskih zraka. Ona se naziva *r e n d g e n o l u m i n e s c e n c i j a*.

Na sličan način se može dobiti luminescentna svetlost i pomoću drugih izazivača, pa bi prema tome i luminescencija mogla dobiti odgovarajući naziv.

Supstancija ili materijal koji ispušta luminescentnu svetlost obično se na- ziva *l u m i n o f o r*.

Luminescencija se može razlikovati ne samo prema njenom izazivaču. Uobi- čajeno je zbog toga da se takvo ispuštanje svetlosti razlikuje i prema vremenu za koje nastane posle pobuđivanja od strane uzročnika.

Ako se ispuštanje svetlosti pojavi odmah čim se počne dejstvovati na telo, onda se takva luminescencija naziva *f l u o r e s e e n c i j a*. Takvo ispuštanje svetlosti prestaje čim se ukine pobuđivanje, odnosno čim se prestane dejstvovati na to telo.

Ako ispuštanje svetlosti traje i posle prestanka pobuđivanja, onda se takva luminescencija naziva *f o s f o r e s e e n c i j a*.

Fluorescencija prestaje otprilike za 10^{-8} s posle prestanka pobuđivanja, a isto toliki vremenski interval može zakasnuti i u pojavljivanju. To je vremenski interval prosečnog trajanja atomskih stanja, koja odgovaraju prelazima u vezi sa električnim dipolima.

Fosforescencija može trajati od desetomilionitih delova sekunda do neko- liko časova, dana, pa čak i meseci.

Obe ove vrste ispuštanja svetlosti izazvane su mahom pomoću osvetljavanja, pa spadaju uglavnom u fotoluminescenciju.

Prema tome, fosforescencija se razlikuje od fluorescencije prema spoljašnjim manifestacijama u dužini trajanja ispuštanja svetlosti posle prestanka pobuđivača toga procesa.

Fosforescentni materijali su našli široku primenu u tehnici i uopšte u praksi. To su pretežno poluprovodnici sa naročitim primesama, koje imaju ulogu tzv. aktivatora.

Fotoluminescencija se razlikuje od toplotnog zračenja crnog tela. U oba slučaja se radi o emitovanju vidljive svetlosti, ali obično toplotno zračenje, kao što je napomenuto ranije, predstavlja termički *u r a v n o t e Ź e n p r o c e s*. Ako je temperatura konstantna, onda telo emituje energiju u jedinici vremena upravo onoliko koliko toplotne energije prima.

Luminescencija je, naprotiv, *n e u r a v n o t e Ź e n p r o c e s*.

Stokes je ustanovio da talasna dužina svetlosti koja se ispušta prilikom fluorescencije ne može biti manja od svetlosti kojom se ta fluorescencija izaziva. Dakle, ako se fluorescentno telo obasjava svetlošću izvesne frekvencije, to telo prilikom ispuštanja svetlosti pod tim uticajem ne može emitovati svetlost veće frekvencije. To je sasvim razumljivo sa gledišta kvantne teorije svetlosti. U naj- većem broju slučajeva fluorescentna svetlost je veće talasne dužine nego svetlost koja je prouzrokuje, odnosno manje je frekvencije od njene. U nekim slučajevima je ta talasna dužina jednaka talasnoj dužini svetlosti kojom se obasjava luminescentni materijal. Ta zakonitost se naziva takode i *S t o k e s o v z a k o n*.

Shodno tome, danas postoje i kvantne sheme za objašnjavanje pojave fluores- cencije i fosforescencije odnosno luminescencije. To su već navedene energetske zone i nivoi za poluprovodne materijale.

Najprihvatljivije objašnjenje uloge primesa sastoji se u shvatanju da se energija elektrona donatora i elektrona akceptora, o kojima je bilo reči ranije (§ 116), prikaže odgovarajućim nivoima na lestvici energije. Elektroni i jednih i drugih primesa imaju nivoe u zabranjenoj energetskej zoni. No, kako se kod donatora ustanovila tendencija da odaju elektrone, smatra se da je nivo njihovih elektrona nešto ispod najnižeg nivoa slobodne zone (sl. 118-1). Interval ΔE prikazuje zabranjenu energetskej zonu. U njoj neki nivo $D-D$, koji je blizu donjeg nivoa slobodne zone (zone provodljivosti), predstavlja nivo donatora.

Analogno tome prikazuje se i nivo akceptora. To su atomi primese (drugih elemenata ili materijala) u kojih se pokazuje tendencija da primaju elektrone. I njihovi energetskei nivoi su u zabranjenoj zoni, ali s tom razlikom od nivoa donatora što je njihov nivo niže, jer je blizu najvišeg nivoa zauzete zone. Nivo jednog akceptora prikazan je na sl. 118-1 sa $A-A$. Prema slici je očigledno da postoji znatna razlika između energija ΔE i energija između $D-D$ i slobodne zone, odnosno $A-A$ i zauzete zone, pa čak i između $D-D$ i zauzete, odnosno $A-A$ i slobodne zone.

Može se reći da su energetskei nivoi primesa u poluprovodnicima u stvari na granicama zabranjene zone.

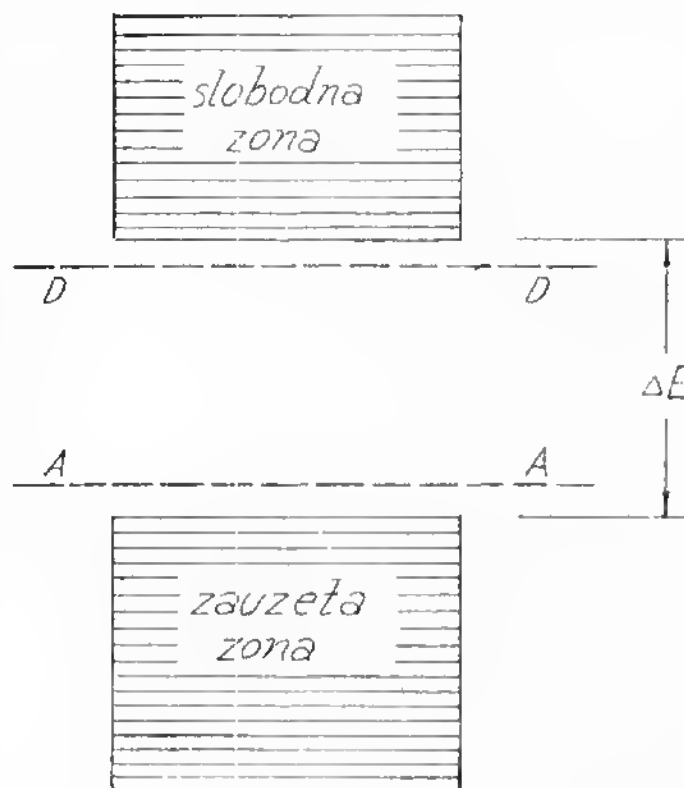
U slučaju luminescencije akceptor se naziva i **a k t i v a t o r**.

Kada foton naide na poluprovodnik, smatra se da ga apsorbuje atom aktivatora, jer je odgovarajuća verovatnoća najveća. Sa tog nivoa elektron prelazi u slobodnu zonu i tako postane elektron provodljivosti. Time je nastao i unutrašnji fotoefekt. Takav elektron se kreće u kristalu, pa pod uticajem spoljašnjeg električnog polja postaje nosilac električne struje. Susretne li se sa nekim jonom aktivatora, takav elektron ude u njegov sastav, ispuštajući kvant svetlosti i silazeći na nivo aktivatora. Tako ispuštena svetlost je fluorescentna, pa je takav proces odraz mnogo komplikovanijeg procesa fluorescencije. Iako je dosta gruba; ona je ipak prihvatljiva, jer je i jednostavna.

Opisani proces se odigrava neobično brzo. Smatra se da ne prede više od milijarditog dela sekunda.

Slična shema postoji i za objašnjenje procesa fluorescentne svetlosti. Razlika je u tome što je veći broj prelaza jednog elektrona. Osim toga, pretpostavlja se da postoje i neki centri koji hvataju elektrone. Njihov energetskei nivo je nešto ispod najnižeg nivoa slobodne zone.

Proces se objašnjava ovako. Osvetljavanjem fosforescentnog materijala foton upadne svetlosti apsorbuje se atomom aktivatora. Odatle foton prede u slobodnu zonu, gde se ponaša kao i u maločas opisanom slučaju. Energiju za taj prelaz već ima. Takav elektron se zahvati centrom zahvata. Sa tog nivoa on ne može da se spoji sa jonom aktivatora. Odatle taj elektron opet prelazi u slobodnu zonu, ali za to mora dobiti odgovarajuću energiju, i to mahom od toplotnog kretanja čestica tog materijala, a isto tako i od infracrvenog zračenja. Dobivši tu energiju, elektron opet prede u slobodnu zonu. Iz te zone elektron može biti opet



Sl. 118-1

zahvaćen centrom zahvata, ali može i izvršiti rekombinaciju sa jonom aktivatora. Prilikom te rekombinacije elektron emituje odgovarajući foton, jer silazi na niži energetska nivo.

Prilikom luminescencije eksituje se samo neznatan broj čestica u odnosu na postojeći broj. Zbog toga je jedna eksitovana čestica okružena vrlo velikim brojem čestica koje nisu eksitovane. Čim se ukloni uzročnik luminescencije, eksitovane čestice za kraće ili duže vreme ispuste luminescentnu svetlost i pređu u nepobuđeno stanje. Na taj način ostane opet toplotno zračenje, koje se na svim temperaturama vrši prema poznatim zakonima, ali za luminescentno zračenje nema više odgovarajuće energije. Otuda i neuravnoteženost luminescentnog zračenja.

Za luminescentnu supstanciju je karakteristično da sva primljena energija ne učestvuje u raspodeli, nego se jedan deo u neku ruku sakuplja i konzervira. Molekul „zadržava” za sebe jedan deo primljene energije, ne dajući je okolini u obliku toplotne energije. To „čuvanje” može trajati i duže vremena.

Neobičnost luminescencije sastoji se baš u tom dvojakom energetskom stanju i emitovanju svetlosti. Jedno je uravnoteženo toplotno, a drugo je neuravnoteženo luminescentno. Ustanovljeno je da se od postojeće toplotne energije ne može crpsti ni mali deo za luminescentno zračenje, tj. telo se ne može hladiti prilikom luminescentnog svetljenja. Po pravilu, dakle, manja je energija koju telo luminescencijom emituje nego energija koju osvetljenjem dobije. Ta razlika energije prelazi u toplotnu energiju tela.

§ 119. Egzoelektronska energija

U ovoj knjizi nećemo tretirati termoelektronsku niti tzv. hladnu emisiju, jer su principi navedeni u opštoj elektromagnetici.

Međutim, osim tih „klasično” poznatih emisija elektrona otkrivena je (Kramer, 1949) tzv. *egzoelektronska emisija*, koja se naziva i „Kramerov efekt”. To je pojava emitovanja elektrona iz kristala metala i nemetala pri niskim temperaturama posle *mehaničkog dejstva* na ta tela. Osim mehaničkim, može se izazvati i dejstvom rendgenskim zracima na te materijale, a takođe i ultraljubičastom, pa čak i vidljivom svetlošću. Egzoelektronska emisija ne prestaje brzo, nego traje više časova, pa i nekoliko dana, pri čemu je sve slabija. Ona je u tom vremenskom pogledu analoga luminescenciji.

Proces egzoelektronske emisije nije objašnjen, što je sasvim i razumljivo jer je prošlo malo vremena od otkrića te pojave, a i zbog komplikovanosti samog procesa. Jasno je da su prvobitna Kramerova objašnjenja napuštena, ali je zadržan njegov naziv, pa i emisija sa mehanički poremećenih površina metala, recimo pri njegovoj obradi, nastaje na račun egzotermičkih procesa, koji nastaju prilikom uravnoteženja energije tih deformacija. On je pretpostavljao da egzoelektroni nastaju na račun te energije faznih transformacija, pri čemu se na površini metala formira amorfna, tj. atomizirana faza. Takva amorfna faza bila bi termodinamički nestabilna, pa se iznad neke kritičke temperature transformira opet u metalnu kristalnu fazu, pri čemu se oslobada energija. Te fazne transformacije imaju, dakle, neku latentnu toplotu, pa Kramer u svojim objašnjenjima odatle crpi energiju za egzoelektrone.

Kasnija istraživanja pokazala su da u izvesnim uslovima ne nastupa takva emisija ni posle faznih transformacija na površini metala. Glavno je da bude meštimičnih mehaničkih deformacija rešetke. U nekim eksperimentima su pojedinci zaključili da takva emisija nastaje kad oko čvrstog tela postoji kiseonik, pa se vrši

hemosorpcija kiseonika na svežoj površini tela pri obradi. Neki opet daju objašnjenje pomoću Volta-potencijala, odnosno kontaktnim potencijalom, tj. pomoću razlike potencijala koji odgovara izlaznom radu elektrona iz metala; i potencijala koji odgovara izlaznom radu elektrona iz onog površinskog sloja koji se zbog mehaničkih deformacija po svojoj strukturi razlikuje od nedeformisanog metala. Svakako, egzoelektronska emisija ubrzo će dobiti bolja objašnjenja, ali ima izgleda da će naći i odgovarajuću primenu, i to naročito u preciziranju merne tehnike, gde će se izračunavati njen udeo i sa kvantitativne strane.

§ 120. Toplotna svojstva čvrstog tela

U proučavanju toplotnih svojstava gasova istaknute su kao tri fundamentalne veličine: pritisak (p), zapremina (V) i temperatura (T). Osim tih fundamentalnih veličina uočavaju se kao glavne fizičke veličine koje vrlo efikasno karakterišu gasovito telo: energija (E) i specifična toplota (C).

Zbog malih promena zapremine prilikom promene pritiska i temperature, za čvrsta tela su, tako reći, najglavnije veličine: temperatura, energija i specifična toplota. Naravno, vodi se računa i o ostalim veličinama, a naročito o zapremini tela.

Specifična toplota se definiše kao promena unutrašnje energije tela sa temperaturom, odnosno kao izvod unutrašnje energije po temperaturi:

$$C = \frac{dE}{dT} \quad (120,1)$$

U nauci o toploti je istaknuto da postoji specifična toplota tela pri konstantnoj zapremini C_V i specifična toplota pri konstantnom pritisku C_p . Prva od ovih veličina se lakše izračunava, ali je za gasove takođe lako izračunati i vezu između C_p i C_V , što spada u elementarna znanja iz te oblasti opšte fizike.

Za specifične toplote čvrstih, pa i tečnih tela, očigledno je da se merenja vrše obično pri konstantnom pritisku, što znači da se takođe merenjima dobiva C_p . Ne može se reći da se prilikom zagrevanja čvrstog i tečnog tela zapremina održava konstantnom, bez obzira na to što je promena zapremine relativno mala. Otuda izlazi da se C_V mahom izračunava. Kada se čvrsto telo zagreva pod konstantnim pritiskom (izobarski), onda se rashoduje dopunska energija na širenje tela. Poznato je da ta energija iznosi $\int p dV$, što pokazuje da je i za čvrsta tela $C_p > C_V$.

Podsetimo se definicije ovih dveju specifičnih toplota u obliku

$$C_V = \left(\frac{\partial E}{\partial T} \right)_V, \quad C_p = \left(\frac{\partial E}{\partial T} \right)_p \quad (120,2)$$

Empirijski je ustanovljena sledeća veza između C_p i C_V za čvrsto telo:

$$C_p - C_V = k\alpha^2 VT, \quad (120,3)$$

gde je $\alpha = \frac{1}{V} \left(\frac{\partial V}{\partial T} \right)_p$ koeficijent zapreminskog toplotnog širenja, V — zapremina jednog mola tela, T — apsolutna temperatura tela, a k — koeficijent koji karakteriše eventualno skupljanje tela

$$\left[\frac{1}{k} = -\frac{1}{V} \left(\frac{\partial V}{\partial p} \right)_T \right]$$

Napominjemo da se ovako naznačene specifične toplote odnose na jedan mol materijala (supstancije).

Za niske temperature čvrstih tela slobodno se može uzeti da je

$$C_p \approx C_v, \quad (120,4)$$

dok je pri visokim temperaturama razlika između C_p i C_v znatna, pa čak dostiže i vrednosti od 1 cal/°K mol.

U sledećoj tablici (120-I) navedene su numeričke vrednosti specifičnih toplota C_p i C_v za bakar, srebro, zlato, platinu i olovo.

Tablica 120-I

Metal	t°C	C_p	C_v	t°C	C_p	C_v	t°C	C_p	C_v
Cu	20	5,8	5,65	500	6,7	6,2	1000	7,5	6,5
Ag	20	6,0	5,75	500	6,7	6,0	900	7,3	6,1
Au	20	6,15	5,8	500	6,7	6,0	1000	7,4	6,1
Pt	20	6,1	5,95	500	6,8	6,4	1600	7,45	6,65
Pb	20	6,35	5,9	500	7,3	6,4	—	—	—

a) *Specifična toplota čvrstog tela.* — Pri proučavanju čvrstog tela nas interesuju ove veličine, uzimajući u obzir i strukturu tela. Tako, na primer, pri proučavanju kristala može se uzeti da njegova toplotna energija potiče iz oscilovanja čestica tog tela oko odgovarajućih ravnotežnih položaja. Razumljivo je da se pri malim amplitudama tih oscilovanja može primeniti poznata jednostavna klasična teorija linearnog oscilatora, čije se rastojanje od ravnotežnog položaja prikazuje pomoću sinusne funkcije. Poznato je da je za jedan period kinetička energija jednaka potencijalnoj.

Iz kinetičke teorije supstancije poznato je da kinetička energija takvog tro-dimenzionalnog oscilatora iznosi

$$E_k = \frac{3}{2} kT,$$

a potencijalna isto toliko.

Kako je N broj tih čestica u jednom molu materijala, to će ukupna unutrašnja energija (toplotna) čvrstog tela biti

$$E = 3 NkT. \quad (120,5)$$

Kako je

$$Nk = R = 8,317 \frac{\text{J}}{^\circ\text{K mol}} = 8\,317 \frac{\text{J}}{^\circ\text{K k mol}} \approx 2 \frac{\text{cal}}{\text{mol } ^\circ\text{K}}$$

gasna konstanta, onda će biti

$$E = 3RT. \quad (120,6)$$

Pomoću ove lako dobivene relacije nalazi se specifična toplota čvrstih tela:

$$C_v = \frac{dE}{dT} = 3R \approx G \frac{\text{cal}}{^\circ\text{K mol}}. \quad (120,7)$$

Ovo je poznati Dulong-Petitov (I knjiga, § 92) zakon, koji važi za većinu materijala, i to pri običnim temperaturama.

Ovaj rezultat pokazuje da specifična toplota čvrstog tela ne zavisi od temperature tela. Videćemo da je to dosta grub rezultat, iako se može efikasno koristiti. On važi za kristale sa jednom komponentom. Ako se želi izračunati specifična toplota kristala sa više komponentata, odnosno jedinjenja, onda se ovo C_V jednostavno pomnoži brojem čestica u osnovnoj hemijskoj formuli tog jedinjenja, jer se smatra da sve čestice predstavljaju zasebne oscilatore. Tako je za X specifična toplota $C_V = 3R$, za Y takode $3R$; za XY biće $6R$, X_2Y biće $9R$ itd. Jasno je da je ovakva aproksimacija prilično gruba, jer postoji uzajamno dejstvo čestica u kristalu. Slična aproksimacija se dobiva i kada se ta oscilovanja prikažu kao zvučni talasi zbog odgovarajuće brzine prostiranja. Superpozicijom tih talasa dobije se isti rezultat.

Ispostavilo se da sve to važi pri visokim i običnim temperaturama, ali ne važi pri sasvim niskim temperaturama, koje su mnogo ispod sobne temperature. Objasnjava se da je to uslovljeno kvantnim efektima, pa se i proučavanje vrši preciznijim metodima, gde se kao kvant uzima fonon.

Napominjemo da neke supstancije odstupaju od ovako jednostavnog rezultata $C_V = 3R$. Tako je, na primer, za kristal dijamanta pri 830°C specifična toplota $5,15 \frac{\text{cal}}{^\circ\text{K mol}}$, a pri sobnoj temperaturi svega $1,46 \frac{\text{cal}}{^\circ\text{K mol}}$.

b) *Izračunavanje specifične toplote prema kvantnoj teoriji.* — Preciznija izračunavanja specifične toplote pomoću kvantne teorije zasnivaju se na drugoj vrednosti srednje energije oscilatora, koja se znatno razlikuje od kT . Tu energiju smo već izračunali, odnosno

$$\bar{E}_1 = \frac{\hbar \omega}{e^{\frac{\hbar \omega}{kT}} - 1} \quad (120,8)$$

[videti (26,15)].

Uostalom, to je i bio osnov i razlog za uvođenje elementarnog kvanta, koji je poslužio kao temelj celokupne kvantne teorije.

Einstein je predložio da se specifična toplota čvrstog tela izračunava na taj način da se sve čestice uzmu kao oscilatori i da se izvrši obična superpozicija dobivenih vrednosti. Ako se sa N označi ukupan broj stepena slobode posmatranog sistema, onda je ukupna energija pri takvoj pretpostavci

$$\bar{E} = \frac{N\hbar\omega}{e^{\frac{\hbar\omega}{kT}} - 1},$$

pa je prema tome specifična toplota

$$C_V = \frac{dE}{dT} = Nk \left(\frac{\hbar\omega}{kT} \right)^2 \cdot \frac{e^{\frac{\hbar\omega}{kT}}}{\left(e^{\frac{\hbar\omega}{kT}} - 1 \right)^2}. \quad (120,9)$$

Obično se funkcija uz Nk naziva Einsteinova funkcija f_E , pa je

$$C_V = Nk \cdot f_E, \quad (120,10)$$

gde je

$$f_E = \left(\frac{\hbar\omega}{kT} \right)^2 \cdot \frac{e^{\frac{\hbar\omega}{kT}}}{\left(e^{\frac{\hbar\omega}{kT}} - 1 \right)^2} \quad (120,11)$$

ili, uzimajući

$$\frac{\hbar \omega}{kT} = x, \quad (120,12)$$

$$f_E = x^2 \cdot \frac{e^x}{(e^x - 1)^2} \quad (120,13)$$

Obično se sa N označava i broj oscilatora, odnosno broj čestica kristala. Kako je u vezi s tim broj stepena slobode $3N$, to treba imati u vidu, pa za ukupnu energiju množiti \bar{E}_1 sa $3N$, a ne sa N .

Ovaj rezultat pokazuje da se C_V smanjuje s povišenjem temperature, a da teži nuli pri vrlo niskim temperaturama. Tu je već znatna razlika između kvantne teorije i klasične fizike, jer su raniji rezultati dali C_V nezavisno od temperature.

Ali, jasno je da je i ovakav Einsteinov način prikazivanja takođe aproksimativan, iako je znatno precizniji od klasičnog. Navedene obične superpozicije oscilatora zanemaruju razlike u funkcijama oscilacija, kao i mnoge druge elemente koji ulaze u sastav tih procesa. Zajednička frekvencija može se uzeti samo za slobodne oscilatore. Međutim, kako su ti oscilatori međusobno povezani i utiču jedan na drugi, jasno je da tu moraju biti različite frekvencije, tj. da postoji spektar frekvencija.

Oscilacije čestica kristala sadrže vrlo velik interval frekvencija, koji se kreće od 10^4 s^{-1} do 10^{13} s^{-1} , što znači da se kreću od akustične do infracrvene oblasti.

Spektar oscilatora čestica kristala ima svoju raspodelu. Označimo gustinu te raspodele sa $\rho(\nu)$, a to je broj oscilacija u jediničnom intervalu frekvencije. Onda je u intervalu $\nu, \nu + d\nu$ broj oscilacija $\rho(\nu) d\nu$. Približno se može uzeti da kristal sadrži sve frekvencije od najniže do maksimalne. Iako najniže nisu blizu nule, ipak se približno može uzeti da u kristalu mogu postojati sve frekvencije od nule do maksimalne. Prema tome je

$$\int_{\nu=0}^{\nu=\nu_{\max}} \rho(\nu) d\nu = N, \quad (120,14)$$

gde je N ukupan broj stepena slobode posmatranog sistema (ako je N broj čestica, onda je broj stepena slobode $3N$).

Imajući u vidu vezu između ukupne unutrašnje toplotne energije kristala i srednje energije jedne čestice koja osciluje, biće

$$E = \int_0^{\nu_{\max}} \bar{E}_1 \rho(\nu) d\nu = \int_0^{\nu_{\max}} \frac{\hbar \nu \rho(\nu)}{e^{\frac{\hbar \nu}{kT}} - 1} d\nu = \int_0^{\omega_{\max}} \frac{\hbar \omega \rho(\omega)}{e^{\frac{\hbar \omega}{kT}} - 1} d\nu. \quad (120,15)$$

Odavde je

$$C_V = \frac{dE}{dT} = k \int_0^{\nu_{\max}} \left(\frac{\hbar \nu}{kT} \right)^2 \cdot \frac{e^{\frac{\hbar \nu}{kT}}}{\left(e^{\frac{\hbar \nu}{kT}} - 1 \right)^2} \rho(\nu) d\nu. \quad (120,16)$$

Ako se uzme idealan slučaj jednodimenzionalnog kristala, tj. jednog sistema sa česticama raspoređenim po pravoj liniji, onda se može izračunati i gustina ρ .

Neka je l dužina tog sistema. Ovde se radi o stojećim talasima, pa dužina sistema u tom slučaju mora biti ceo multipl polovina talasne dužine, odnosno

$$n \cdot \frac{\lambda}{2} = l. \quad (120,17)$$

Ako se sa v_l označi odgovarajuća brzina talasa, biće

$$v_l = \frac{v_l}{\lambda},$$

ili

$$n \cdot \frac{v_l}{2 v_l} = l,$$

pa je broj oscilacija

$$n = \frac{2l}{v_l} v_l.$$

U intervalu dv biće broj oscilacija

$$dn = \frac{2l}{v_l} \cdot dv. \quad (120,18)$$

Onda je gustina $\rho(v) = \frac{2l}{v_l}$, ili

$$\rho(v) dv = \rho(\omega) d\omega = \frac{2l}{v_l} dv. \quad (120,19)$$

Odatle je

$$\rho(\omega) = \frac{l}{\pi v_l}. \quad (120,20)$$

Ukupna energija, prema tome, uz takvu aproksimaciju iznosi

$$E = \int_0^{\omega_{\max}} \frac{\hbar \omega \frac{l}{\pi v_l} d\omega}{e^{\frac{\hbar \omega}{kT}} - 1} = \frac{l}{\pi v_l} \int_0^{\omega_{\max}} \frac{\hbar \omega}{e^{\frac{\hbar \omega}{kT}} - 1} d\omega. \quad (120,21)$$

Ovde je karakteristično da je dobiven rezultat za gustinu raspodele oscilacija, tako da ona ne zavisi od frekvencije.

U oblasti malih talasnih dužina, koje su mnogo manje od dimenzija tela, raspodela energije ne zavisi od oblika tela. Jedino u oblasti vrlo niskih frekvencija energija može zavisi i od oblika tela. Kada se radi o običnim temperaturama kristala, odnosno čvrstog tela, onda se može uzeti da je udio vrlo niskih frekvencija toliko mali da se može zanemariti. Tako se slobodno može prihvatiti da se ne čini velika greška kada se pretpostavi da energija ne zavisi od oblika tela.

Za posmatranje kristala uzmemo oblik kocke jer je najlakše računati. Neka je ivica kocke a . Uzmimo da je stojeći talas orijentisan po pravcu koji sa ivicama zahvata uglove α , β , γ . Stojeći talas nastaje kada su zadovoljene sledeće relacije:

$$n_1 \frac{\lambda}{2} = a \cos \alpha, \quad n_2 \frac{\lambda}{2} = a \cos \beta, \quad n_3 \frac{\lambda}{2} = a \cos \gamma, \quad (120,22)$$

gde su n_1, n_2, n_3 celi brojevi, a λ — talasna dužina. Odavde je

$$n_1^2 + n_2^2 + n_3^2 = \frac{4a^2}{\lambda^2} \quad (120,23)$$

ili

$$n_1^2 + n_2^2 + n_3^2 = \frac{4a^2}{v_l^2} \cdot v_l^2 = \frac{a^2}{\pi^2 v_l^2} \omega_l^2. \quad (120,24)$$

Ako se n_1, n_2, n_3 uzmu kao koordinate u nekom pravouglom koordinatnom sistemu, onda će se za sve vrednosti tih koordinata, koje moraju biti celi brojevi, dobiti odgovarajuće oscilacije tela. Svaka tačka (n_1, n_2, n_3) u tom koordinatnom sistemu predstavlja jednu oscilaciju.

Za svaku frekvenciju se dobije sferna površina poluprečnika

$$\frac{2a v_l}{v_l} = \frac{a \omega_l}{\pi v_l}.$$

Sve tačke ili čvorovi u toj sferi pokazuju sve moguće oscilacije, ali pod uslovom da su n_1, n_2, n_3 samo celi pozitivni brojevi. Prema tome, ukupan broj oscilacija čvrstog tela u intervalu frekvencije od 0 do ω_l iznosiće brojno tačno koliko iznosi „zapremina” jednog oktanta te lopte, odnosno

$$n = \frac{1}{8} \cdot \frac{4\pi}{3} \left(\frac{a \omega}{\pi v_l} \right)^3 = \frac{1}{8} \cdot \frac{4\pi}{3} \left(\frac{2a v}{v_l} \right)^3.$$

Kako je $a^3 = V$ zapremina tog tela, biće

$$n = \frac{4\pi}{3} \cdot \frac{V}{v_l^3} \cdot v^3 = \frac{V}{6\pi^2} \cdot \frac{\omega^3}{v_l^3}. \quad (120,25)$$

Diferenciranje daje

$$dn = \frac{V}{2\pi^2} \cdot \frac{\omega^2 d\omega}{v_l^3} = 4\pi \frac{V}{v_l^3} \cdot v^2 dv. \quad (120,26)$$

Odavde je gustina raspodele oscilacija

$$\rho(v) = 4\pi \frac{V}{v_l^3} v^2. \quad (120,27)$$

Ovde se radi o longitudinalnim i o transverzalnim talasima, što treba imati u vidu. Brzina v_l predstavlja i jednu i drugu brzinu. Prema tome se može napisati da je broj longitudinalnih oscilacija u intervalu frekvencije od 0 do v_m :

$$n_l = \frac{4\pi}{3} \cdot \frac{V}{v_l^3} v_m^3, \quad (120,28)$$

a broj transverzalnih oscilacija

$$n_{tr} = \frac{4\pi}{3} \cdot \frac{V}{v_{tr}^3} v_m^3, \quad (120,28')$$

gde je sa v_l i v_{tr} označena respektivno brzina longitudinalnih i transverzalnih talasa.

Poznato je da se ukupan broj oscilacija dobiva u obliku

$$n = n_l + 2 n_{tr} = \frac{4\pi V}{3} \left(\frac{1}{v_l^3} + \frac{2}{v_{tr}^3} \right) v_m^3. \quad (120,29)$$

Ovde je ν_m maksimalna frekvencija oscilovanja. S druge strane, uvodi se srednja brzina talasa \bar{c} prema definiciji

$$\frac{3}{\bar{c}^3} = \frac{1}{\nu_l^3} + \frac{2}{\nu_{tr}^3}. \quad (120,30)$$

Prema tome (120,29) dobiva sledeći oblik:

$$n = \frac{4\pi V}{\bar{c}^3} \cdot \nu_m^3. \quad (120,31)$$

U stvari, ovo n je maksimalno i predstavlja i broj stepena slobode sistema. Ako je N broj čestica, onda je $n = 3N$.

Ovaj izraz daje i definitivni oblik gustine raspodele, odnosno

$$dn = \rho(\nu) d\nu = \frac{12\pi V}{\bar{c}^3} \nu^2 d\nu \quad (120,32)$$

ili

$$\rho(\nu) = \frac{12\pi V}{\bar{c}^3} \nu^2. \quad (120,33)$$

Ovde je za ν uzeta neka od vrednosti frekvencije, koja je maksimalna samo za interval od 0 do ν , ali ne i uopšte za sve oscilacije sistema.

U dosadašnjem izlaganju pokazali smo tretiranje i sa $\rho(\nu)$ i sa $\rho(\omega)$, što se u principu ne razlikuje. No, u ovim relacijama verovatno su jednostavniji izrazi u funkciji od ν zbog odgovarajućih koeficijenata.

Zamena $\rho(\nu)$ iz (120,33) u (120,16) daće definitivnu relaciju za C_v . U toj zameni uzmimo i zamenu (120,12), pa je

$$C_v = k \int_0^{\nu_{\max}} x^2 \frac{e^x}{(e^x - 1)^2} \cdot \frac{12\pi V}{\bar{c}^3} \nu^2 d\nu = \frac{12\pi V}{\bar{c}^3} \cdot \frac{k^3 T^2}{h^3} \int_0^{x_{\max}} \frac{x^4 e^x}{(e^x - 1)^2} dx. \quad (120,34)$$

Ovde možemo koristiti relaciju (120,31) u obliku

$$\frac{12\pi V}{\bar{c}^3} = \frac{3n}{\nu_m^3} = \frac{9N}{\nu_m^3}, \quad (120,35)$$

gde je N broj čestica u posmatranom kristalu, a $3N$ — broj stepena slobode.

Onda je

$$C_v = 9Nk \left(\frac{kT}{h\nu_m} \right)^3 \int_0^{x_m} \frac{x^4 e^x}{(e^x - 1)^2} dx. \quad (120,36)$$

Postupak za dobivanje ovog izraza prvi je dao Debye, pa se funkcija uz $3Nk$ na desnoj strani često i naziva Debyeeva funkcija specifične toplote. Ovaj integral je izračunat za razne vrednosti x , pa je izišlo da se ovakva teorija dovoljno poklapa sa eksperimentima.

Iz same zamene

$$\frac{h\omega_m}{kT} = x = \frac{h\nu_m}{kT}$$

usvojeno je da se veličina

$$\frac{h\omega_m}{k} = \frac{h\nu_m}{k} = \Theta$$

nazove karakteristična Debyeeva temperatura.

Vidi se da je Debyeeva karakteristična temperatura ona temperatura kojoj odgovara maksimalna frekvencija.

Kao primer korisne primene karakteristične temperature navešćemo kolika bi temperatura odgovarala čvrstom telu uz neke obične uslove oscilovanja.

Prema (120,37) ima se

$$\Theta = \frac{hc}{k\lambda_{\min}},$$

jer je ν maksimalno.

Ako se sa a označi rastojanje među obližnjim atomima, može se uzeti da je $\lambda_{\min} = 2a$, pa je

$$\Theta = \frac{hc}{2ka}.$$

Iz ove relacije se vidi da Debyeeva temperatura zavisi od brzine zvuka u telu i od međuatomskog rastojanja u njemu.

Kako je brzina zvuka u čvrstom telu nekoliko kilometara u jednom sekundu, a — nekoliko angstrema, dobiće se Θ oko 400°K , a to je rezultat koji dobro odgovara eksperimentalnim rezultatima.

Izraz za specifičnu toplotu čvrstog tela može se prikazati i u funkciji od Debyeve temperature, odnosno

$$C_V = 9R \left(\frac{T}{\Theta} \right)^3 \int_0^{\frac{x_m}{T}} \frac{x^4 e^x}{(e^x - 1)^2} dx. \quad (120,36')$$

Pri temperaturama koje su mnogo više od Debyeve karakteristične temperature ($T \gg \Theta$) ovaj izraz teži klasičnoj vrednosti $3R$.

Ova relacija za C_V je, prema tome, preciznija od Einsteinove relacije (120,13). Njena primena je vrlo obuhvatna i na slučajeve specijalnih uslova, što se svodi na izračunavanje integrala uz te uslove.

c) *Toplotna provodljivost čvrstog tela.* — Opšta termika tretira provodljivost toplote neravnomerno zagrejanog tela, koje, prema tome, sadrži temperaturski gradijent. Naveli smo u jednačini za provedenu toplotu da je brzina provođenja toplote proporcionalna negativnom temperaturskom gradijentu i površini kroz koju se toplota provodi, odnosno kroz koju toplota „protiče”. Kao koeficijent proporcionalnosti služi fizička veličina, koja se naziva *toplotna provodljivost*. Označili smo je sa λ [Fizika I, (123,2)].

Odmah se vidi da je prema svojoj prirodi

$$\lambda (=) \frac{E}{tTl}. \quad (120,37)$$

gde je E energija, t — vreme, T — temperatura, l — dužina. Ta veličina je jedna od karakteristika tela, pa nas ovde ona najviše i interesuje, i to naročito sa gledišta strukture čvrstog tela.

U čvrstim telima se toplota provodi pomoću oscilovanja rešetke. U metalima pri provođenju toplote, osim oscilovanja rešetke, učestvuju još i elektroni provodljivosti, pa je otuda važno i proučavanje elektronskog „gasa” u metalu. Nije lako ustanoviti udeo kojim elektroni provodljivosti u metalu učestvuju u provođenju toplote, ali se smatra da je on oko dvaput veći od udela oscilovanja rešetke. Zbog toga su metali mnogo bolji provodnici toplote nego ostala čvrsta tela, koja

se zajednički mogu nazvati nemetalima. Ipak je ustanovljeno da je odnos električne provodljivosti metala i nemetala mnogo veći od odnosa njihovih toplotnih provodljivosti.

U kristalima, računajući tu i metale, pri visokim temperaturama toplotna provodljivost opada sa povišenjem temperature. Pri niskim temperaturama toplotna provodljivost čvrstog tela, računajući i nemetale i metale, ima svoj maksimum. Na temperaturama manjim od temperature koja odgovara maksimumu toplotna provodljivost opada, i to tako da teži nuli kad temperatura teži apsolutnoj nuli.

Defekti i razne druge nesavršenosti kristalne rešetke čvrstog tela osetnije utiču na vrednost toplotne provodljivosti nego što utiču na vrednost specifične toplote. U dosta širokom temperaturskom intervalu toplotna provodljivost amorfniha tela proporcionalna je specifičnoj toploti, dok je toplotna provodljivost kristala obrnuto proporcionalna temperaturi.

Za kristale u oblastima vrlo niskih temperatura toplotna provodljivost zavisi od raznih faktora, među kojima su čak i dimenzije kristala. Eksperiment je pokazao da se smanjenjem dimenzija kristala smanjuje i toplotna provodljivost. Uopšte uzevši, pri niskim temperaturama tanji komad kristalnog čvrstog tela ima manju toplotnu provodljivost nego deblji komad od istog materijala.

Za sva čvrsta tela — metale i nemetale — karakteristično je da toplotna provodljivost zavisi od temperature i od stepena savršenosti atomske strukture i konstelacije. U metalima se uticaj elektrona provodljivosti na toplotnu provodljivost ogleda i u tome što toplotna provodljivost zavisi i od magnetskog polja. Uticaj magnetskog polja na toplotnu provodljivost povećava se kada se temperatura smanjuje.

Prilikom tretiranja toplotne provodljivosti nemetala uvodi se i srednja dužina slobodnog puta fonona analogno postupku u kinetičkoj teoriji gasova. Na taj način se fonon tretira kao čestica, što daje dobre rezultate. S druge strane, uzimaju se u obzir i talasi koji se u čvrstim telima prostiru brzinom zvuka. Postoje i složeniji postupci prema zakonitostima kvantne fizike, pomoću kojih se jednovremeno tretira i talasna i korpuskularna strana toplotnih odnosno zvučnih talasa i fonona. Srednja dužina slobodnog puta fonona kreće se od nekoliko desetina do nekoliko stotina angstrema.

Velika razlika toplotnih provodnosti dobrih čvrstih provodnika i dobrih čvrstih izolatora, pored ostalog, objašnjava se i velikom šupljikavošću izolatora, koji se u praksi upotrebljavaju.

d) *Odnos toplotne i električne provodljivosti metala (Wiedemann-Franzov zakon).* — Elektroni imaju važnu ulogu ne samo u električnoj nego i u toplotnoj provodljivosti metala. Zato je važno znati izraze za obe vrste provodljivosti, imajući u vidu da se elektroni kao nosioci provodljivosti ponašaju kao gas.

Neka je n broj takvih elektrona u jedinici zapremine, v_t — prosečna brzina njihovog toplotnog kretanja, a l — prosečna dužina slobodnog puta elektrona. Uzmemo li pravougli koordinatni sistem, zaključićemo da se trećina ukupnog broja elektrona kreće u pravcu jedne od triju osa koordinatnog sistema. Otuda će kroz jedinicu površine normalnu na x -osi u jedinici vremena prolaziti $\frac{n \cdot v_t}{3}$ elektrona.

Količina toplote koju ovi elektroni prenesu kroz jedinicu površine u jedinici vremena, prema tome, iznosi

$$\frac{\partial Q}{\partial t} = \lambda \frac{\partial T}{\partial x}. \quad (120,38)$$

S druge strane, energija koju pronese svaki elektron kroz tu površinu iznosi

$$\frac{\partial E}{\partial x} \cdot l = \frac{\partial E}{\partial T} \cdot \frac{\partial T}{\partial x} \cdot l = c_1 \cdot l \cdot \frac{\partial T}{\partial x}, \quad (120,39)$$

gde je l prosečna dužina slobodnog puta, c — specifična toplota računata na jednu česticu.

Svi elektroni prenesu $\frac{n \cdot v_t}{3}$ puta veću energiju, a to je izraz (120,38), ili

$$\frac{\partial Q}{\partial t} = \lambda \frac{\partial T}{\partial x} = \frac{nv_t}{3} c_1 \cdot l \cdot \frac{\partial T}{\partial x}. \quad (120,40)$$

Oдавде se dobija za toplotnu provodljivost elektronskog gasa u metalu sledeći izraz:

$$\lambda = \frac{1}{3} c_1 nv_t l. \quad (120,41)$$

Sada ćemo električnu provodljivost prikazati pomoću izraza koji sadrži prosečnu dužinu slobodnog puta elektrona. U tu svrhu ćemo se poslužiti izrazima (114,2) i (114,3), odnosno

$$\gamma \varepsilon = n e v = J, \quad (120,42)$$

gde je J gustina struje.

Ovde smo brzinu \bar{v} uzeli kao onu srednju brzinu koju elektroni dobivaju pod uticajem polja. To je dopunska brzina u pravcu polja, koju treba razlikovati od srednje toplotne brzine v_t . Ako se sa l označi prosečna dužina slobodnog puta elektrona, onda će elektron tu dužinu preći za vreme $\frac{l}{v}$, gde je v toplotna brzina.

Dopunska trenutna brzina pod uticajem polja jednaka je proizvodu ubrzanja, koje polje daje elektronu, i tog vremena, ili

$$v = a \cdot \frac{l}{v_t}. \quad (120,43)$$

Ubrzanje je količnik sile eE i mase elektrona m , odnosno

$$a = \frac{eE}{m}.$$

Tako je

$$v = \frac{eE}{m} \cdot \frac{l}{v_t}. \quad (120,44)$$

Srednja brzina biće

$$v = \frac{eE}{2m} \cdot \frac{l}{v_t}. \quad (120,45)$$

Sada se (120,42) može prikazati tako da se nev pretvori u izraz koji sadrži ε sa odgovarajućim koeficijentom γ :

$$\gamma E = nev = ne \cdot \frac{eE}{2m} \cdot \frac{l}{v_t} = \frac{ne^2 l}{2mv_t} \cdot E. \quad (120,46)$$

Oдавде je električna provodljivost metala

$$\gamma = \frac{ne^2 l}{2mv_t}. \quad (120,47)$$

Deljenjem toplotne provodljivosti (120,41) električnom provodljivošću (120,47) dobiće se

$$\frac{\lambda}{\gamma} = \frac{2}{3} \cdot \frac{c_1 m v_t^2}{e^2} \quad (120,48)$$

Kako je, pak, srednja kinetička energija toplotnog kretanja elektrona $\frac{mv^2}{2} = \frac{3}{2} kT$, biće

$$\frac{\lambda}{\gamma} = \frac{4}{3} \cdot \frac{3}{2} kT \cdot \frac{c_1}{e^2} = \frac{2c_1 kT}{e^2} \quad (120,49)$$

Ova specifična toplota c_1 spada na jednu česticu, odnosno na jedan elektron, pa je ona u stvari koeficijent uz temperaturu u izrazu za energiju toplotnog kretanja, odnosno $c_1 = \frac{3}{2} k$. Zamena u (120,49) daje

$$\frac{\lambda}{\gamma} = 3 \frac{k^2}{e^2} \cdot T \quad (120,50)$$

Ovo je Wiedemann-Franzov zakon, koji pokazuje da je odnos toplotne provodljivosti i električne provodljivosti proporcionalan apsolutnoj temperaturi.

Taj odnos se može napisati i uzimanjem u obzir da je $kN = R$ gasna konstanta i $eN = Q$ (faradej — količina elektriciteta Avogadrovog broja elektrona, II knjiga, § 49), odnosno

$$\frac{\lambda}{\gamma} = 3 \left(\frac{R}{Q} \right)^2 \cdot T \quad (120,50')$$

Ovaj zakon je potvrđen i eksperimentalno. Prema kvantnoj statistici dobivaju se rezultati zasnovani na pretpostavkama, koje su međusobno saglasnije nego pretpostavke na kojima se zasniva navedeno izlaganje klasične fizike.

§ 121. Dielektrična svojstva čvrstih tela

Veliki broj vrsta čvrstih tela vrlo slabo provodi elektricitet, tako da se mogu smatrati izolatorima, ili dielektricima. To se ogleda kod nemetala, naročito na niskim temperaturama i pri relativno slabim električnim poljima.

Zbog toga se u fizici čvrstog tela dielektrici proučavaju podrobnije i uzimanjem u obzir njihove strukture.

Kao jedna od najvažnijih veličina koja karakteriše dielektrična svojstva tela uvedena je polarizacija. I zaista, kada se dielektrik uvede u neko električno polje, ono deluje na elektrone i jezgra toga dielektrika, izazivajući i promene njihovog položaja. Ta pojava se naziva polarizovanjem dielektrika.

Kao što je izneseno u elektromagnetici, polarizacija dielektrika (Fizika II, § 22) definiše se kao količnik sume električnih dipolnih momenata i odgovarajućeg elementa zapremine dielektrika. Obeležava se sa \mathbf{P} , pa je

$$\mathbf{P} = \frac{\sum \mathbf{p}_i}{V} \quad (121,1)$$

Polarizacija je vektorska veličina, jer se dobiva (geometrijski) kao zbir vektora \mathbf{p}_i podeljen skalarom V .

Pojedini vektori \mathbf{p}_i orijentisani su od pojedine naelektrisane čestice do druge suprotno naelektrisane (od $+$ ka $-$).

Prema svojoj prirodi polarizacija ima sledeće dimenzije:

$$P(=) \frac{ql}{l^3} = \frac{q}{l^2}. \quad (121,2)$$

Dakle, polarizacija je prema svojoj fizičkoj dimenziji u stvari količnik naelektrisanja i površine. U krajnjoj liniji, polarizacija je dimenzionalno jednaka površinskoj gustini elektriciteta.

S druge strane, električna indukcija $\mathbf{D} = \epsilon \mathbf{E}$ ima istu dimenziju, pa su veličine \mathbf{P} i \mathbf{D} istih dimenzija.

Kada je dielektrik podvrgnut električnom polju, onda se električna indukcija \mathbf{D} može razložiti na dva dela, od kojih je prvi deo ona indukcija koja bi postojala i uz zanemarivanje samog dielektrika, tj. u vakuumu, a drugi deo je polarizacija. Označi li se prva sa \mathbf{D}_0 , biće

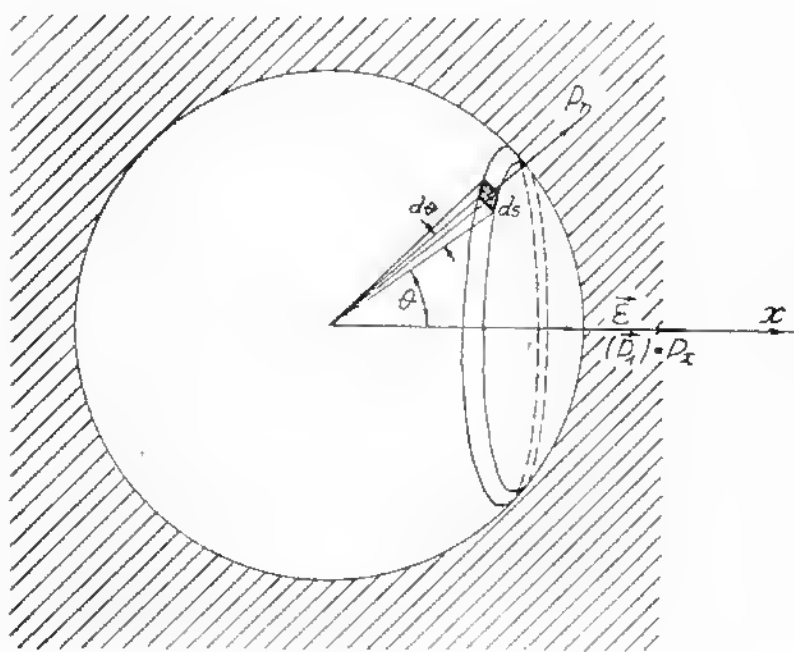
$$\mathbf{D} = \mathbf{D}_0 + \mathbf{P}. \quad (121,3)$$

Poznata je veza indukcije \mathbf{D}_0 i polja \mathbf{E} , pa je

$$\mathbf{D} = \epsilon_0 \mathbf{E} + \mathbf{P}, \quad (121,4)$$

gde je ϵ_0 električna permitivnost vakuumu. Slično je $\mathbf{D} = \epsilon \mathbf{E}$, pa je polarizacija izražena u obliku

$$\mathbf{P} = (\epsilon - \epsilon_0) \mathbf{E}. \quad (121,5)$$



Sl. 121—1

a) *Električno polje u sfernoj šupljini homogeno polarizovanog dielektrika (Lorentzovo polje).* — Pretpostavimo da je poluprečnik te šupljine a (sl. 121-1), zatim da je polje \mathbf{E} orijentisano duž x -ose. Uočimo element dS te površine i označimo površinsku gustinu naelektrisanja sa σ . Onda element površine dS sadrži količinu elektriciteta σdS .

S druge strane, intenzitet polarizacije (u smeru pod uglom θ prema x -osi) P_n jednak je baš toj gustini naelektrisanja:

$$P_n = \sigma = P_x \cos \theta, \quad (121,6)$$

gde je P_x polarizacija duž x -ose, odnosno duž polja \mathbf{E} .

Električno polje u centru sfere iznosi u pravcu n (pod uglom θ)

$$dE_{0n} = \frac{\theta dS}{4\pi\epsilon_0 a^2} = \frac{P_n dS}{4\pi\epsilon_0 a^2} = \frac{P_x \cos \theta dS}{4\pi\epsilon_0 a^2},$$

a u pravcu x :

$$dE_{0x} = \frac{P_x \cos^2 \theta dS}{4\pi\epsilon_0 a^2}. \quad (121,7)$$

Kako je $\frac{dS}{a^2} = d\Omega = \sin \theta d\theta d\varphi$, biće

$$dE_{0x} = \frac{P_x \cos^2 \theta \sin \theta d\theta d\varphi}{4\pi\epsilon_0}. \quad (121,7')$$

Ukupno polje od celokupnog naelektrisanja biće

$$E_0 = \frac{P_x}{2\epsilon_0} \int_{-1}^1 \cos \theta d \cos \theta = \frac{P}{3\epsilon_0}. \quad (121,8)$$

U elektrostatičkom CGS stat C-sistemu biće zbog $\epsilon_0 = \frac{1}{4\pi}$

$$E_0 = \frac{4\pi}{3} P. \quad (121,8')$$

b) *Depolarizujuće polje*. — Kada se dielektrik polarizuje pod uticajem spoljašnjeg električnog polja, nastanu elementarni dipoli. Mnoga naelektrisanja tih dipola se međusobno kompenziraju, što umnogome zavisi od oblika samog dielektrika. Nekompenzirana naelektrisanja izazivaju, sa svoje strane, električno polje. Za neka naelektrisanja u unutrašnjosti dielektrika tako nastala polja mogu biti iste orijentacije, te se rezultatno polje dobije njihovim sabiranjem. Orijentacija takvog polja je suprotna spoljašnjem polju i vektoru polarizacije pod njegovim uticajem. Zbog toga se tako nastalo polje naziva *depolarizujuće polje*.

Ako je dielektrik oblika obične tanke ploče, onda depolarizujuće polje E_d iznosi $-\frac{\sigma}{2\epsilon} - \frac{\sigma}{2\epsilon}$, gde je σ površinska gustina naelektrisanja, ili

$$E_d = -\frac{P}{\epsilon}. \quad (121,9)$$

U elektrostatičkom CGS stat C-sistemu ono iznosi

$$E_d = -4\pi P. \quad (121,9')$$

Ovde je polje normalno na ploči.

Za dugački kružni dielektrični cilindar, kada je spoljašnje polje normalno na osi cilindra, depolarizujuće polje iznosi

$$E_d = -\frac{P}{2\epsilon} \quad (121,10)$$

odnosno u CGS stat C-sistemu:

$$E_d = -2\pi P. \quad (121,10')$$

Već smo maločas izračunali za oblik lopte

$$E_d = -\frac{P}{3\epsilon} \quad (121,11)$$

ili

$$E_d = -\frac{4\pi}{3} P. \quad (121,11')$$

Za tanku ploču, kada je spoljašnje polje paralelno ravni ploče, depolarizujuće polje jednako je nuli. Isto tako, ono je jednako nuli i za kružni cilindar kada je polje paralelno osi cilindra.

Dakle, depolarizujuće polje zavisi ne samo od geometrijskog oblika dielektrika nego i od orijentacije polja, odnosno polarizacije.

Teorijski se može pokazati da je homogena polarizacija moguća za elipsoidni oblik dielektrika. Naravno, tu se podrazumevaju i granični slučajevi elipsoida.

Koeficijent uz P u izrazu za depolarizujuće polje naziva se *depolarizujući faktor*.

Kada se izračunava unutrašnje električno polje u nekom mestu dielektrika, onda se, pored spoljašnjeg polja, uzima u obzir: depolarizujuće polje, polarizujuće polje naelektrisanja koja se nalaze na unutrašnjoj strani šupljine u dielektriku, koje smo maločas računali za sfernu šupljinu, kao i polje atoma, odnosno polje dipola koji se nalaze u samoj šupljini. Ovo poslednje polje jednako je nuli za gasove, izotropne tečnosti i za amorfne dielektrike, kao i za neke kristale sa najprostijim oblikom rešetke.

c) *Polarizibilnost*. — Definicija polarizacije pokazuje da ona nastaje kada se centar negativnih naelektrisanja u jednom sistemu (atomu, molekulu ili većem broju njih) ne poklapa sa centrom pozitivnih naelektrisanja (jezgara). Upoređenjem unutrašnjeg polja atoma sa spoljašnjim, kojima se podvrgava, nije teško videti da je unutrašnje mnogo jače. To se lako izračunava kada se (u CGS stat C-sistemu) elementarno naelektrisanje podeli kvadratom rastojanja poluprečnika atoma. Naime, dobije se da je to sopstveno polje nekoliko milijardi volta po centimetru. Zato se svako praktično primenjeno spoljašnje električno polje može smatrati relativno slabim.

Posmatrajući atom u spoljašnjem električnom polju \vec{E} , može se pretpostaviti veza između tog polja i izazvanog dipolnog momenta \vec{p} . Nađeno je da se ne greši mnogo kada se uzme da je srednji dipolni moment *proporcionalan jačini polja*:

$$\vec{p} = \alpha \vec{E}. \quad (121,12)$$

Koeficijent proporcionalnosti α pokazuje sposobnost ili mogućnost polarizacije atoma, pa se naziva *polarizibilnost*.

Dakle,

$$\alpha = \frac{\vec{p}}{\vec{E}}, \quad (121,13)$$

ili u MKSC-sistemu

$$\alpha = \frac{\vec{p}}{\epsilon \vec{E}}.$$

Odmah se vidi da je prema svojim dimenzijama polarizibilnost

$$\alpha (=) \epsilon l^3, \quad (121,14)$$

U CGS stat C-sistemu dimenzija polarizibilnosti je

$$\alpha (=) l^3, \quad (121,15)$$

tj. zapremina. I ova veličina pokazuje da je CGS-sistem sa fizičke strane neadekvatan, jer je α električna, a ne čisto geometrijska veličina. Doduše, mogu se dati i neka veštačka jednostrana opravdanja za tu geometrizaciju, ali je najvažnije da se lakše izračunavaju veličine i ništa drugo (takode videti i § 81).

Polarizibilnost molekula ili skupine atoma uopšte, pa i celog kristala, može se smatrati sastavljenom iz tri dela:

- 1) elektronske,
- 2) jonske (ili atomske),
- 3) orijentacione (ili dipolne) polarizibilnosti.

Elektronska polarizibilnost se izaziva pomeranjem elektrona u atomu u odnosu na jezgro na taj način da se izazove poremećaj njihove konstelacije u pogledu prostornog rasporeda. Jonska polarizibilnost je uslovljena pomeranjem jednih jona u odnosu na druge. Orijetaciona polarizibilnost je uslovljena prethodnim postojanjem stalnog dipolnog momenta molekula, koji lakše ili teže menja svoju orijentaciju pod uticajem spoljašnjeg električnog polja. Udeo ovih različitih delova polarizibilnosti različit je u raznim sistemima. U većini slučajeva elektronska ima najveći udeo.

d) *Polarizibilnost elektrona* može se izračunati pod pretpostavkom da se vezani elektron smatra harmonijskim oscilatorom frekvencije ω_i , a da je podvrgnut polju E .

Onda je polarizibilnost

$$\alpha = \frac{\bar{p}}{\bar{E}} = \frac{e \bar{x}}{\bar{E}}. \quad (121,16)$$

S druge strane je $eE = kx = m\omega_i^2 \cdot x$, pa je

$$\alpha = \frac{e^2 x}{m\omega_i^2 x} = \frac{e^2}{m\omega_i^2}. \quad (121,17)$$

Ako je u atomu n elektrona, polarizibilnost atoma iznosi

$$\alpha = \sum_{i=1}^n \frac{e^2}{m\omega_i^2} = \frac{e^2}{m} \sum_{i=1}^n \frac{1}{\omega_i^2}. \quad (121,18)$$

Ako se spoljašnje električno polje menja uz frekvenciju ω , onda važi jednačina

$$m \frac{d^2 x}{dt^2} + kx = -eE, \quad (121,19)$$

gde je $x = x_m \sin \omega_0 t$. Odnos između k i m je

$$k = m\omega^2, \quad (121, 20)$$

gde je ω frekvencija koju elektron dobije pod uticajem spoljašnjeg polja $E = \epsilon_m e^{i\omega t}$.

Ovde je ω_i sopstvena frekvencija, kao što je poznato iz proučavanja oscilacija.

Zamenom x u (121,19) dobije se

$$(-m\omega_i^2 + k)x = -eE,$$

ili

$$(-m\omega_i^2 + k)e\bar{x} = -e^2\bar{E}, \quad (121,21)$$

pa je

$$\bar{e}x = \frac{e^2}{m\omega_i^2 - k} \cdot \bar{E}.$$

odnosno

$$\bar{p} = e\bar{x} = \frac{e^2}{m(\omega_i^2 - \omega^2)} \cdot \bar{E}, \quad (121,22)$$

a odavde i izraz za polarizibilnost elektrona u promenljivom električnom polju

$$\alpha_i = \frac{e^2}{m(\omega_i^2 - \omega^2)}. \quad (121,23)$$

Odmah se uočava da (121,23) prelazi u (121,17) kada $\omega \rightarrow 0$.

Polarizibilnost atoma iznosiće

$$\alpha = \frac{e^2}{m} \sum_{i=1}^n \frac{1}{(\omega_i^2 - \omega^2)}. \quad (121,24)$$

Ako se dielektrik sastoji iz jedne iste čestice (molekula), onda je polarizacija data relacijom

$$P = N\alpha E, \quad (121,25)$$

gde je N broj tih čestica u jedinici zapremine, E — spoljašnje električno polje, α — polarizibilnost.

Ako postoji više vrsta čestica u dielektriku, onda će polarizacija biti

$$P = \sum_i N_i \alpha_i E_i. \quad (121,26)$$

Često je potrebno znati vezu između dielektrične konstante ϵ i polarizibilnosti. Pri tom izračunavanju može se uzeti unutrašnje polje u obliku $E_{un} = E_{sp} + \frac{P}{3\epsilon}$, odnosno u CGS stat C-sistemu

$$E_{un} = E_{sp} + \frac{4\pi}{3} P.$$

Koristeći vezu između P i E u obliku (121,5) i u obliku (121,25), može se dobiti odgovarajuća relacija između E i α , što ovde samo napominjemo ne ulazeći u izračunavanja.

e) *Podela dielektrika prema polarizaciji.* — Čvrsta tela koja sadrže stalne električne momente nazivaju se e l e k t r e t i. Ta tela su sa tim svojstvom analogna stalnim magnetima. Takva tela imaju stalnu polarizaciju. Ako se radi o kristalima, onda je u njima resultantni moment nejednak nuli kada kristal nema centar simetrije. Elektreti se mogu dobiti eksperimentalno i kao amorfni materijali. Tako, na primer, rastopljena smola podvrgnuta električnom polju pretrpi takve promene da se njeni molekuli orijentišu pod uticajem tog polja. Takvo polarizovano stanje može se, tako reći, konzervirati ako se u tom stanju smola ohladi. Ono se može održati u dugim vremenskim intervalima, pa čak i godinama.

Ako se s promenom temperature u kristalu izmeni polarizacija zbog promene rastojanja među njegovim česticama i nekompenziranosti momenata električnih dipola, onda se takav kristal naziva p i r o e l e k t r i k, a ta pojava piroelektrična. Piroelektricitet može nastati u svim elektretima.

Promena polarizacije kristala može nastati i pod uticajem mehaničkog dejstva. Takvo telo se naziva p i e z o e l e k t r i k. Pojava piezoelektriciteta ne nastaje samo u elektretima, tj. u telima sa stalnom sopstvenom polarizacijom, nego i u nekim telima koja ne sadrže stalnu polarizaciju bez uticaja spoljašnjeg polja.

Prema tome nije teško zaključiti da je broj elektreta mnogo manji od broja tela koja ne sadrže stalnu polarizovanost, odnosno stalne momente električnih dipola. Tako je broj i piezoelektrika mnogo veći od broja elektreta, računajući amorfne i kristalne elektrete.

Elektreti odnosno kristali u kojima se orijentacija polarizacije relativno lako menja pod uticajem i slabih električnih polja nazivaju se *segnetoelektrici*. Segnetoelektrik se lako menja s promenom temperature, čime prestaje biti segnetoelektrik i prelazi u obično paraelektrično stanje bez polarizacije.

Antisegnetoelektrici su takvi kristali u kojima su joni sa sopstvenom polarizacijom, ali tako da je u susednim nizovima jona polarizacija orijentisana antiparalelno.

Segnetoelektrična svojstva se ogledaju pri određenim temperaturama i u nagloj promeni zavisnosti nekih električnih veličina. Te promene kao da narušavaju postojeću zakonitost, koja inače važi za slična tela. Tako, na primer, dielektrična propustljivost ϵ u funkciji od temperature ima oštre maksimume za segnetovu so, kao i za neke druge segnetoelektrike. Ta svojstva, koja izgledaju kao nepravilnosti, nastaju upravo zbog takve njihove sopstvene polarizacije.

Smatra se da u segnetoelektricima postoje male, mikroskopske oblasti sa određenim električnim momentom. Te mikrooblasti se zovu *domeni*. S obzirom da su to vrlo male razmere, izlazi da je takvih domena u svakom segnetoelektriku vrlo mnogo. Ne postoji nikakva specijalna orijentacija električnih momenta tih domena, pa se može smatrati da su podjednako verovatni svi pravci. Zbog toga i zbog velikog broja tih domena izlazi da je prosečni električni moment segnetoelektrika jednak nuli.

Kada se segnetoelektrik podvrgne spoljašnjem električnom polju, onda ono deluje na električne momente svih elemenata. S obzirom na veliki broj tih električnih dipola, kao rezultatno polje (zajedno sa spoljašnjim) dobije se vrlo jako električno polje, koje može biti jače od spoljašnjeg više hiljada puta.

Tako, zbog mnoštva takvih domena sa električnim momentima, kaže se da u segnetoelektriku postoji vrlo jaka spontana polarizacija, koja vrlo lako menja orijentaciju u spoljašnjem električnom polju.

S povišenjem temperature slabi spontana polarizacija segnetoelektrika. Kada se dostigne izvesna određena temperatura, onda toplotno kretanje ukine spontanu polarizaciju. Ta temperatura se naziva *Curieeva temperatura* ili Curieeva tačka. Iznad Curieeve temperature segnetoelektrik ne poseduje spontanu polarizaciju. Drugim rečima, segnetoelektrik je telo (obično poluprovodnik) koje na temperaturama ispod Curieeve sadrži u sebi spontanu polarizaciju, verovatno na opisani način.

Uzged navodimo formulu segnetove soli, prema kojoj su ovakva tela i dobila naziv:



Osim segnetove soli otkriven je još znatan broj segnetoelektrika. Međutim, veći broj segnetoelektrika pokazao se nepogodnim za praktičnu primenu, jer je njihova Curieeva temperatura ispod 100°C . U teku istraživanja segnetoelektričnih svojstava raznih materijala 1944. godine je otkriveno da barijumtitanat ima odlična segnetoelektrična svojstva (BaTiO_3). Ustanovljeno je da je njegova Curieeva tačka 125°C .

Kasnije su otkriveni i drugi segnetoelektrici sa vrlo visokom Curieevom tačkom. To su uglavnom titanati, tantalati i niobati olova, litijuma i kalijuma.

Jedna od vrlo važnih karakteristika segnetoelektrika je izvanredno velika vrednost dielektrične permitivnosti ϵ . Ona dostiže i nekoliko hiljada, što zavisi i od električnog polja kojem se podvrgne segnetoelektrik. Kolika je važnost u teh-

ničkoj primeni takvih materijala lako je uočiti kada je poznato da kod običnih dielektričnih materijala to relativno ϵ iznosi svega nekoliko jedinica (u odnosu na vazduh, odnosno vakuum). Može se zamisliti kako se pomoću njih može izvanredno efikasno povećati kapacitet kondenzatora, ili, pak, postići u neobično maloj zapremini nagomilavanje odgovarajućih količina elektriciteta na kondenzatorima.

U najnovije vreme tehnički je ostvarena transformacija toplotne u električnu energiju pomoću segnetoelektrika.

To su samo neki osvrti na praktične primene segnetoelektrika, a njih je veoma mnogo. Čak se radi i na korišćenju segnetoelektričnih pretvarača toplotne u električnu energiju na veštačkom satelitu, jer se time umnogome ušteduje na težini potrebnog generatora električne energije iz toplotne.

§ 122. Magnetična svojstva čvrstih tela

Iz opšte fenomenološke elektromagnetike poznato je da postoje tri glavna tipa magnetičnih svojstava čvrstih tela: *dijamagnetizam*, *paramagnetizam* i *feromagnetizam*. Opšte je poznato da je u običnoj tehničkoj praksi najvažniji feromagnetizam, a naročito u oblasti električnih mašina i najrazličitijih primena feromagnetskih materijala.

Za izlaganje navedenih pojava sa gledišta atomske strukture materijala potrebne su zakonitosti magnetizma, koje su već izložene (Fizika II, § 62—74). Ipak ćemo ovde navesti neke relacije napisane u pogodnom obliku za korišćenje u našem tretiranju, što delimično služi i kao podsetnik, a delimično i kao nove definicije:

$$\mathbf{H} = \frac{1}{\mu_0} \mathbf{B} + \mathbf{J}^*, \quad (122,1)$$

gde je \mathbf{H} jačina magnetskog polja, \mathbf{B} — magnetska indukcija, \mathbf{J}^* — magnetizacija ili *namagnetisanost*, μ_0 — magnetska permeabilnost.

Ova relacija je analogna relaciji [II knjiga (23,6)],

$$\mathbf{D} = \epsilon_0 \mathbf{E} + \mathbf{P}. \quad (122,2)$$

Odavde bi izišlo da ulogu analognu ϵ_0 u magnetizmu igra ne μ_0 , nego $\frac{1}{\mu_0}$. Ulogu

analognu polarizaciji igra u magnetizmu \mathbf{J}^* . Ova veličina se, kao što rekosmo, naziva *namagnetisanost* ili *magnetizacija*. Kao što je polarizacija proporcionalna električnom polju, ovde je namagnetisanost proporcionalna jačini magnetskog polja \mathbf{H} .

Uobičajava se uzimati i veličina $\mathbf{J} = -\mathbf{J}^*$, koja se takode naziva *namagnetisanost*, pa je

$$\mathbf{B} = \mu_0 (\mathbf{H} + \mathbf{J}). \quad (122,3)$$

Analogno definiciji polarizacije definiše se *magnetizacija* \mathbf{J} kao količnik ukupnog magnetskog momenta i odgovarajuće zapremine

$$\mathbf{J} = \frac{\mathbf{M}}{V} = \frac{\sum \mathbf{M}_i}{V}, \quad (122,4)$$

gde je sa \mathbf{M}_i označen magnetski moment jedne od čestica tog tela. I ovo su vektorske veličine, pa je i zbir geometrijski. Može se uzeti da je

$$\mathbf{J} = \chi \mathbf{H}, \quad (122,5)$$

gde se χ naziva susceptibilnost jedinice zapremine materijala ili zapreminska susceptibilnost.

Kako je $\mathbf{B} = \mu \mathbf{H}$, biće prema (122,3)

$$\mu = \mu_0(1 + \chi) \quad (122,6)$$

ili

$$\frac{\mu}{\mu_0} = 1 + \chi, \quad \chi = \frac{\mu - \mu_0}{\mu_0}. \quad (122,7)$$

Magnetizacija \mathbf{J} mogla bi se nazvati zapreminska magnetizacija, za razlikovanje od specifične i molarne magnetizacije.

Specifična magnetizacija se definiše kao količnik magnet-skog momenta i mase materijala, odnosno

$$\frac{\mathbf{M}}{m} = \frac{V\mathbf{J}}{m} = \frac{\mathbf{J}}{\rho}. \quad (122,8)$$

Molarna magnetizacija je proizvod specifične magnetizacije i Avogadrovog broja N , odnosno

$$\frac{\mathbf{M}}{m} \cdot A = \frac{\mathbf{J}}{\rho} \cdot A, \quad (122,9)$$

gde je A atomska ili molekulska masa.

Magnetizacija se povećava kada se jačina polja povećava, pa je, slično (122,5), takođe

$$\frac{\mathbf{M}}{m} = \chi \mathbf{H} \quad (122,10)$$

i

$$\frac{\mathbf{M}}{m} \cdot A = \chi_A \mathbf{H}. \quad (122,11)$$

Koeficijent χ naziva se specifična susceptibilnost, a χ_A — molarna susceptibilnost.

a) *Dijamagnetizam*. — Dijamagnetici su materijali čiji atomi i molekuli nemaju sopstvene magnetske momente. Namagnetisanje takvih tela vrši se spoljašnjim magnetskim poljem.

Ustanovljeno je da je za dijamagnetske supstancije χ vrlo malo, ali takođe i manje od nule, odnosno

$$\chi < 0. \quad (122,12)$$

Onda je za dijamagnetike

$$\mu < \mu_0. \quad (122,13)$$

Analogno dielektricima, dijamagnetici imaju i odgovarajuće permeabilnosti. No kako je tamo $\epsilon > \epsilon_0$, izgleda da je analogija nepodesna. Međutim, treba uzeti u obzir da ulogu ϵ ovde igra $\frac{1}{\mu}$, pa je za dijamagnetike

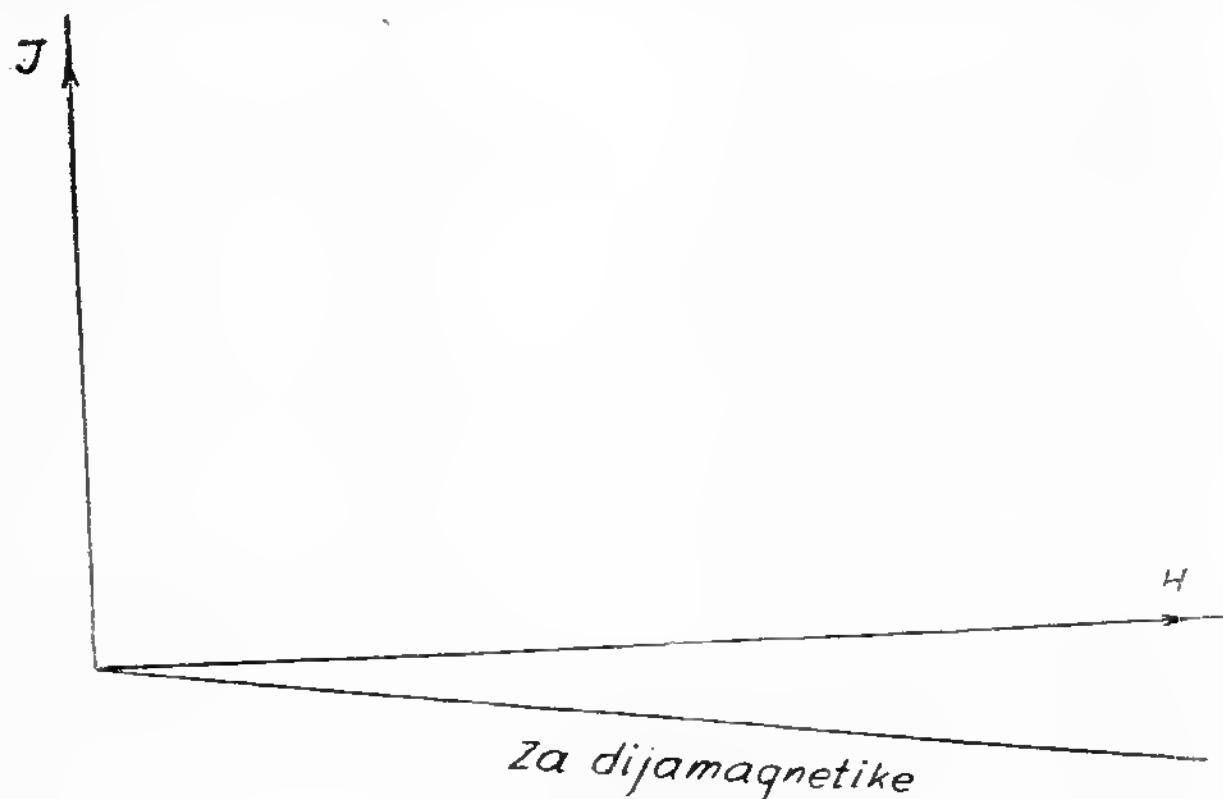
$$\frac{1}{\mu} > \frac{1}{\mu_0}, \quad (122,14)$$

što dovodi do (122,12) i (122,13), pa je analogija dobra.

Iz relacije

$$\mathbf{J} = \chi \mathbf{H},$$

gde je χ negativno, može se i grafički prikazati zavisnost magnetizacije od jačine polja (sl. 122-1). Pretpostavlja se da je χ skalarna veličina. Vidi se da prava linija $J = f(H)$ nije strma zbog vrlo malih negativnih vrednosti χ .



Sl. 122-1

U atomima dijamagnetika rezultatni orbitni momenti elektrona jednaki su nuli. U većini slučajeva jednaki su nuli i rezultatni momenti spina, pa je i ukupni moment jednak nuli.

Dakle, dijamagnetizam predstavlja slabe magnetske pojave u prisustvu spoljašnjeg magnetskog polja.

Sada ćemo izračunati molarnu magnetsku susceptibilnost χ_A za dijamagnetik.

Podsetimo se Larmorove teoreme o uticaju magnetskog polja na elektron (§ 40).

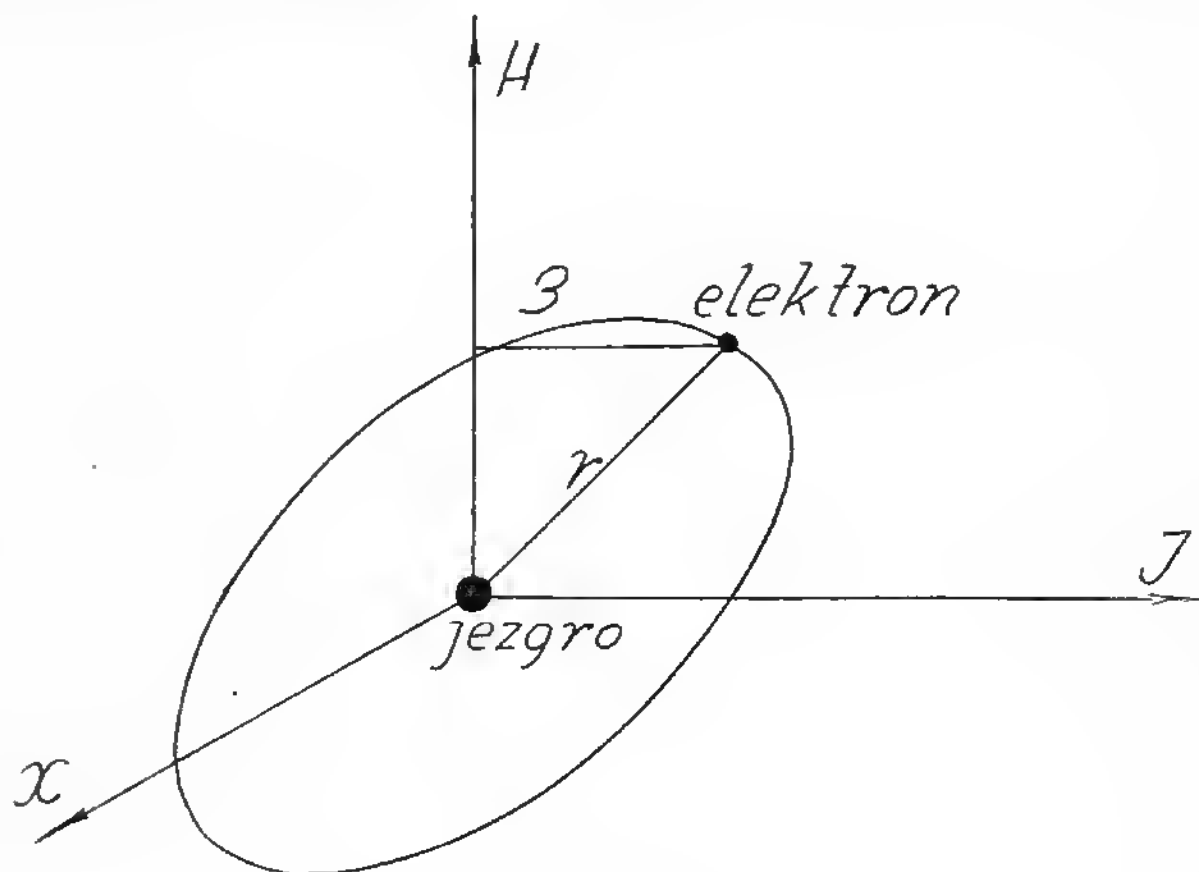
Neka je koordinatni početak u jezgru atoma (sl. 122-2), veličina radijusvektora elektrona r , a ρ rastojanje od z -ose odnosno od magnetskog polja H . Onda je $\rho^2 = x^2 + y^2$, $r^2 = \rho^2 + z^2$. Poznato je da je ugaona brzina Larmorove precesije

$$\omega_L = \frac{eH}{2m} \quad (122,15)$$

odnosno u Gaussovom sistemu

$$\omega_L = \frac{eH}{2mc}. \quad (122,15')$$

To je ugaona brzina obrtanja normale na ravni orbite elektrona oko pravca polja **H**, a to znači i obrtanje elektronskog sistema (atoma) oko ose kroz jezgro atoma tako da je ta osa paralelna polju.



Sl. 122-2

Moment količine kretanja te rotacije iznosi:

$$\mathbf{L} = m \sum_{i=1}^z \mathbf{r}_i \times \mathbf{v}_i, \quad (122,16)$$

gde je z broj elektrona u atomu, \mathbf{r}_i — radijus-vektor istog elektrona. Kako je $\mathbf{v}_i = \vec{\omega} \times \mathbf{r}_i$, biće

$$\mathbf{L} = m \sum_i \mathbf{r}_i \times (\vec{\omega} \times \mathbf{r}_i) = m \sum_i \left[r_i^2 \vec{\omega} - \mathbf{r}_i (\mathbf{r}_i \times \vec{\omega}) \right].$$

Odavde se dobije z -komponenta momenta količine kretanja

$$L_z = m\omega \sum_i (r_i^2 - r_i^2 \cos^2 \theta_i) = m\omega \sum_i \rho_i^2 = m\omega \sum_i (x_i^2 + y_i^2). \quad (122,17)$$

Uzimanjem srednje vrednosti i sferne simetrije, biće

$$\overline{x_i^2} = \overline{y_i^2} = \overline{z_i^2} = \frac{\overline{r_i^2}}{3}, \quad (122,18)$$

pa je

$$\sum_i \rho_i^2 = \frac{2}{3} \sum_i \overline{r_i^2}, \quad (122,19)$$

ili

$$\bar{L} = \bar{L}_z = \frac{2}{3} m \omega \sum_i \overline{r_i^2}. \quad (122,20)$$

Poznato je iz elektromagnetike (Fizika II, § 88) da je odnos magnetskog momenta \mathbf{M} i momenta količine kretanja \mathbf{L} elektrona:

$$\mathbf{M} = -\frac{e}{2m} \mathbf{L} \quad (122,21)$$

ili u Gaussovom sistemu

$$\mathbf{M} = -\frac{e}{2mc} \mathbf{L}, \quad (122,21')$$

pa je za jedan atom (Z elektrona)

$$\bar{M}_1 = -\frac{e}{2m} \cdot \frac{2}{3} m \omega \sum_i \overline{r_i^2} = -\frac{e\omega}{3} \sum_i \overline{r_i^2}. \quad (122,22)$$

Ovde je ω Larmorova frekvencija, što zamenom u (122,15) daje za srednju vrednost magnetskog momenta

$$\bar{M}_1 = -\frac{e^2 H}{6m} \sum_i \overline{r_i^2} \quad (122,23)$$

ili u Gaussovom sistemu

$$\bar{M}_1 = -\frac{e^2 H}{6mc^2} \sum_{i=1}^Z \overline{r_i^2}. \quad (122,23')$$

Uzme li se kao N broj atoma u jedinici zapremine, magnetski moment jedinice zapremine biće dat u obliku

$$\bar{M} = -\frac{e^2 N}{6m} \sum_{i=1}^Z \overline{r_i^2} \cdot H. \quad (122,24)$$

Odavde se za dijamagnetske materijale dobiva i molarna susceptibilnost

$$\chi_A = -\frac{e^2 N}{6m} \sum_{i=1}^Z \overline{r_i^2} \quad (122,25)$$

ili u Gaussovom sistemu

$$\chi_A = -\frac{e^2 N}{6mc^2} \sum_{i=1}^Z \overline{r_i^2}. \quad (122,25')$$

Red veličine ove susceptibilnosti može se odrediti odmah prema ovom rezultatu, jer se može uzeti $r_1^2 \approx 10^{-16} \text{ cm}^2$, itd., pa je u Gaussovom sistemu χ_A veličina reda 10^{-6} , iz čega se vidi da je to mala veličina.

I ovaj rezultat pokazuje da dijamagnetizam ne zavisi od temperature.

Osim dijamagnetizma atoma u dijamagnetiku, može se potražiti koliko iznosi dijamagnetizam elektronskog gasa. Magnetski moment elektrona u elektronskom gasu jednak je nuli ako se ima u vidu samo njihovo pravolinijsko cik-cak

kretanje, i to iz razloga što je moment količine kretanja jednak nuli. Ali, kada se elektronski gas podvrgne spoljašnjem magnetskom polju, onda se elektroni ne kreću više pravolinijski, već se, grubo uzevši, počnu kretati po kružnim putanjama. Onda će se u odnosu na svaki elektron elektronskog gasa pojaviti indukovani magnetski moment. Ali, taj dijamagnetski moment se kompenzira suprotnim momentom elektrona koji se odbijaju od površine materijala (metala). Tako se može smatrati da u tim procesima teku dve periferijske električne struje, koje se međusobno kompenziraju.

Na taj način, pod pretpostavkom da su slobodni elektroni samo korpuskularne prirode, prema klasičnoj fizici dolazi se do zaključka da ne postoji dijamagnetizam elektronskog gasa.

Medutim, prema kvantnoj teoriji dolazi se do rezultata da, zbog kvantovanja periodičnih kretanja, dijamagnetizam elektronskog gasa ipak ima neku vrednost različitu od nule. Doduše, i kvantna teorija dolazi do vrlo male vrednosti tog dijamagnetizma, a karakteristično je da i ta vrednost ne zavisi od temperature.

b) *Paramagnetizam*. — Paramagnetici su materijali čiji atomi i molekuli imaju magnetske momente koji nisu sasvim kompenzirani.

Ako se magnetski momenti pojedinih molekula smatraju u paramagnetiku nekompenzirani, oni su ipak orijentisani na sve strane pod uticajem toplotnog kretanja. Nije teško izračunati međusobno dejstvo magnetskih momenata pojedinih molekula, a isto tako i red veličine toplotne energije kT , pa će se videti da se usled toplotnog kretanja ukupna namagnetisanost može i za paramagnetik uzeti da je jednaka nuli. Medutim, prilikom podvrgavanja magnetika spoljašnjem magnetskom polju magnetski momenti pojedinih molekula orijentišu se paralelno tom polju. Ne uzimajući u obzir uzajamno dejstvo magnetskih momenata molekula, magnetska energija jednog molekula može se izraziti u obliku

$$E_m = -M_0 H \cos \theta, \quad (122,26)$$

gde je θ ugao između polja \mathbf{H} i magnetskog momenta \mathbf{M}_0 .

Prosečan magnetski moment dobiva se kao srednja vrednost veličine $M_0 \cos \theta$.

Verovatnoća orijentacije molekula pod uglom θ data je poznatim Boltzmannovim izrazom

$$w = ce^{-\frac{E_m}{kT}} = ce^{\frac{M_0 H \cos \theta}{kT}}, \quad (122,27)$$

Stavimo

$$\frac{M_0 H}{kT} = a, \quad (122,28)$$

pa je onda

$$M_0 \cos \theta = M_0 \frac{\int_0^\pi \cos \theta e^{a \cos \theta} \sin \theta d\theta}{\int_0^\pi e^{a \cos \theta} \sin \theta d\theta}. \quad (122,29)$$

Nas ovde interesuju samo slučajevi kada je

$$\frac{M_0 H}{kT} \ll 1, \quad (122,30)$$

pa nećemo ulaziti u tačnije izračunavanje dobivenih izraza, koje je prvi izvršio Langevin. Jednostavno ćemo uzeti samo prve članove

$$e^{a \cos \theta} \approx 1 + a \cos \theta. \quad (122,31)$$

Onda je

$$\overline{M_1} = \overline{M_0 \cos \theta} = M_0 \frac{1 + \frac{2}{3}a}{2 + a}. \quad (122,32)$$

Kako je a malo u odnosu na 1, onda ćemo ovo deljenje izvršiti tako da se pojave članovi sa a^2 , koje ćemo zanemariti, te se približno dobiva

$$\overline{M_0 \cos \theta} \approx \frac{M_0 a}{3} = \frac{M_0^2 H}{3 k T}. \quad (122,33)$$

Ukupni srednji magnetski moment jednog mola paramagnetika, prema tome, iznosi

$$M = \frac{N M_0^2 H}{3 k T}, \quad (122,34)$$

gde je N Avogadrov broj. Ako je N broj čestica u jedinici zapremine, onda je ovo M jednako magnetizaciji J .

Prema tome, molarna susceptibilnost paramagnetika iznosi

$$\chi_A = \frac{N M_0^2}{3 k T}, \quad (122,35)$$

gde je M_0 magnetski moment jednog molekula. Prema ovoj uprošćenoj Langevinovoj teoriji paramagnetizma dolazi se do rezultata da χ_A zavisi od temperature, što nije slučaj kod dijamagnetika.

Dakle, dijamagnetizam ne zavisi od temperature, dok paramagnetizam zavisi.

Ova konstanta

$$\frac{N M_0^2}{3 k} = C \quad (122,36)$$

naziva se Curieeva konstanta, pa se (122,35) piše u obliku

$$\chi_A = \frac{C}{T}. \quad (122,37)$$

Ova relacija predstavlja Curie - Langevinov zakon.

Zbog obrnute proporcionalnosti χ sa apsolutnom temperaturom vidi se da toplotno kretanje ometa magnetskim momentima molekula da se orijentišu u pravcu polja.

Vrednost magnetske susceptibilnosti pokazuje da za paramagnetike važi

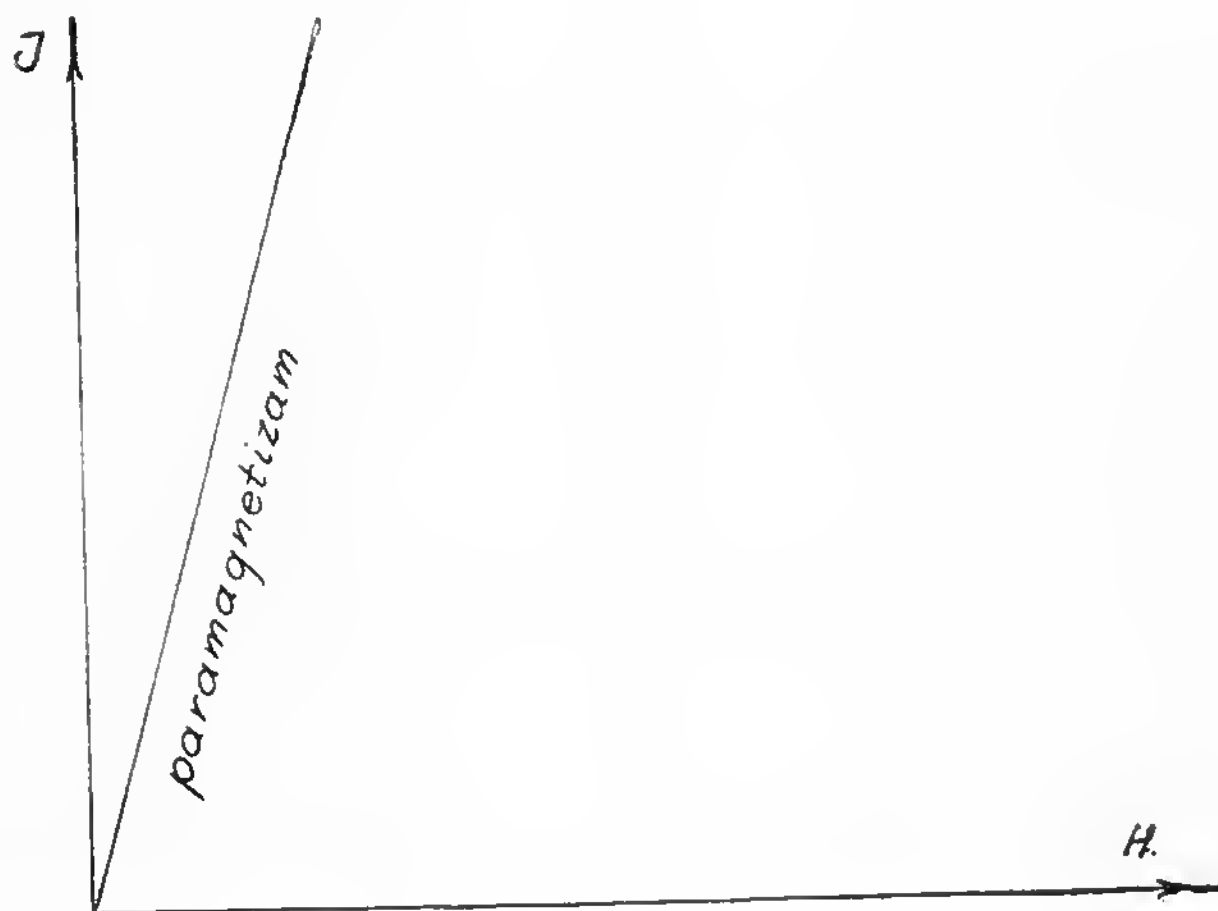
$$\chi > 0 \quad (122,38)$$

ili

$$\mu > \mu_0. \quad (122,39)$$

Takode se vidi da je i za paramagnetike vrednost susceptibilnosti mala pozitivna veličina. Za pretežan broj paramagnetika apsolutna vrednost susceptibilnosti

veća je od odgovarajuće apsolutne vrednosti za dijamagnetike, pa prava linija $J = f(H)$ za paramagnetike izgleda kao na sl. 122-3. Upoređenjem ove prave linije za paramagnetike i odgovarajuće prave linije za dijamagnetike na sl. 122-1 zaključuje se da je koeficijent pravca ovde pozitivan i veći od onog za dijamagnetike (koji je inače negativan).



Sl. 122-3

Paramagnetizam elektronskog gasa ne može se izračunati prema navedenim relacijama, jer u mnogim metalima paramagnetizam ne zavisi od temperature, a te relacije pokazuju zavisnost od temperature. Zbog toga se u izračunavanju odgovarajućih veličina za paramagnetike primenjuje kvantna statistika (za elektrone Fermi-Diracova), u koju ovde nećemo ulaziti.

Rezultati dobiveni pomoću kvantne statistike pokazuju da je paramagnetizam elektronskog gasa tri puta veći od njegovog dijamagnetizma.

Numeričke vrednosti pokazuju da su i dijamagnetizam i paramagnetizam slabe magnetske pojave, iako se međusobno ipak razlikuju.

Ako bi se preciznije određivao dijamagnetizam metala, izračunao bi se dijamagnetizam jona i dijamagnetizam elektronskog gasa. Očekivalo bi se da je dijamagnetizam metala veći od dijamagnetizma jona. Međutim, ispostavilo se da je dijamagnetizam jona metala veći od dijamagnetizma metala u celini. To se objašnjava postojanjem istovremeno i paramagnetizma elektronskog gasa, koji se ne može zanemariti s obzirom na njegovu veću vrednost od njihovog dijamagnetizma.

Detaljna proučavanja su pokazala da su jednovalentni metali paramagnetici. Kao jedna od ilustracija toga mogu služiti spoljašnji elektroni sa odgovarajućim spinom, gde se vodi računa o neuravnoteženosti magnetskih momenata atoma i elektrona.

Magnetska relativna permeabilnost i u dijamagneticima i u paramagneticima vrlo je blizu jedinice, te je i to jedna od ilustracija slabog magnetizma u takvim materijalima.

Prema svojoj prirodi, dijamagnetizam je takav da postoji u svim telima u manjoj ili većoj meri. Činjenica što se ne može konstatovati u mnogim telima pokazuje da u njima postoje i drugi jači oblici magnetizma, a naročito paramagnetizma. Dijamagnetizam se odnosi na kretanje elektrona u atomu i na njegovu trajektoriju, odnosno na uticaj spoljašnjeg magnetskog polja na orbitno kretanje elektrona. To je kao neka vrsta elektromagnetske indukcije, jer magnetsko polje smanjuje ugaonu brzinu kretanja elektrona po njegovoj putanji. Tako je indukovani moment orijentisan u dijamagnetiku protiv spoljašnjeg magnetskog polja.

c) *Feromagnetizam*. — Feromagnetici su materijali čiji atomi i molekuli imaju nekompenzirane magnetske momente, ali tako da materijal u celini ima magnetski moment i u odsustvu spoljašnjeg magnetskog polja. Namagnetisanost zasićenosti (saturacije) ili magnetizacija zasićenosti J_s , prema tome, u feromagnetiku predstavlja sopstveni ili spontani magnetski moment jedinice zapremine. Prema definiciji fero- i paramagnetika izlazi da bi se od paramagnetskog materijala dobio feromagnetski materijal kada bi u njemu bila takva uzajamna dejstva da se magnetski momenti njegovih jona i molekula orijentišu u jednom pravcu.

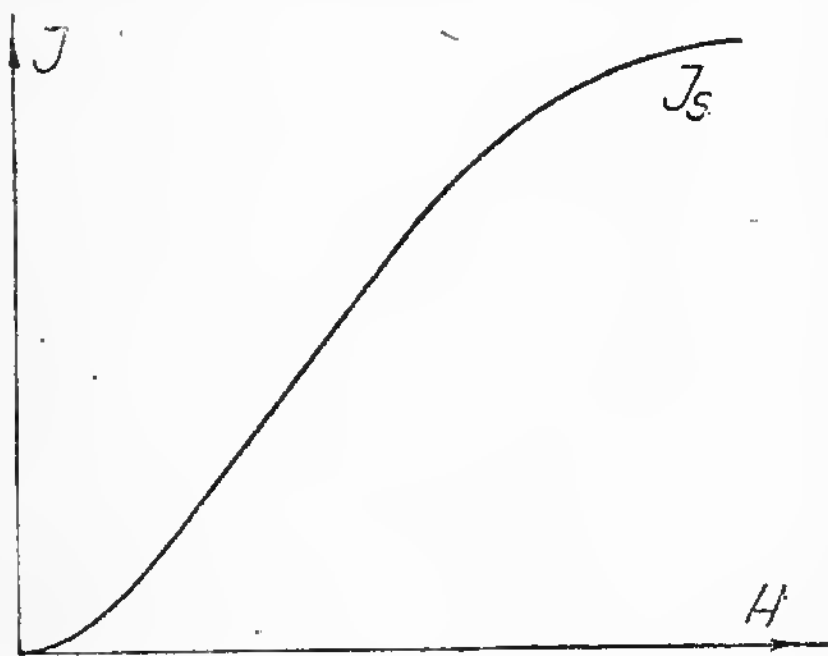
Jedna od glavnih karakteristika feromagnetskih materijala, kojom se razlikuju od dija- i paramagnetika, jeste magnetska permeabilnost. Ona je za feromagnetik nesrazmerno veća nego za ostale materijale. Za neke čvrste feromagnetike ona je čak i do sto hiljada puta veća.

Dakle, za feromagnetike je

$$\mu \gg \mu_0. \quad (122,40)$$

U feromagneticima se magnetizacija ili namagnetisanost dobija nesrazmerno lakše, i to vrlo jaka magnetizacija mnogo slabijim poljem nego u paramagnetika. Osim toga, lako se postiže zasićenost (J_s).

Dok je za paramagnetik potrebno sto i više gaussa (ersteda) da se postigne namagnetisanost od hiljaditih delova gaussa, dotle je za feromagnetik dovoljno



Sl. 122-4

polje od jednog do dva gaussa (ersteda) da se postigne magnetizacija od nekoliko stotina gaussa. Osim toga, ta zavisnost $J=f(H)$ nije linearna kao kod para- i dijamagnetika, nego je krivolinijska, kao što je istaknuto u opštoj elektromagnetici (Fizika II, § 100), a i na sl. 122-4. Kada se feromagnetik zagreva tako da mu se temperatura može povećavati i do širih granica, toplotno kretanje će sve jače narušavati feromagnetska svojstva. Tako će se postići i određena temperatura za pojedini feromagnetik, iznad koje se feromagnetik ponaša kao paramagnetik. Ta temperatura je karakteristična za svaki feromagnetik.

Ona je granična temperatura ispod koje feromagnetik ostaje kao takav, a iznad koje prestaje biti feromagnetik, jer se usled toplotnog kretanja potpuno poremete njegova feromagnetska svojstva. Ta temperatura se naziva Curieeva temperatura T_C , a sama tačka — Curieeva tačka.

Dakle, iznad Curieeve temperature iščezava sopstvena odnosno spontana namagnetisanost (magnetizacija) feromagnetika (analogno onom u § 121).

Glavnih i najrasprostranjenijih feromagnetika nema mnogo. Najvažniji su svega tri: gvožđe, kobalt i nikal. Osim njih, feromagnetici su još i dva retka elementa: gadolinijum i disprozium. Inače postoji veliki broj legura sa jakim feromagnetskim svojstvima.

Curieeva tačka za poznatu feromagnetsku trojku iznosi:

za Fe 768°C,

za Co 1150°C,

za Ni 365°C.

Za gadolinijum (Gd) iznosi svega 16°C.

Sada ćemo pokazati kako se izračunava magnetska susceptibilnost feromagnetika oko i iznad Curieeve temperature.

Orijentisanje magnetskih momenata čestica paramagnetika, tako da postane feromagnetik usled navedene interakcije, pretpostavljeno je kao ekvivalentno nekom molekulskom polju (Rosinger krajem 19. i Weiss početkom 20. veka). Polazeći sa takvih pozicija, za feromagnetike je usvojeno da važi Curieev zakon (122,37), ali da postoji još i to molekulsko polje, koje je proporcionalno magnetizaciji (namagnetisanosti) J .

Iako se to odnosi na paramagnetik odmah iznad Curieeve tačke, može se i za feromagnetik uzeti da je ukupno polje jednako zbiru spoljašnjeg polja H i tog polja, koje se može označiti sa λJ , gde je λ takozvana konstanta molekulskog polja.

Za nalaženje χ možemo poći od (122,34) i (122,37), gde umesto H treba staviti $H + \lambda J$. Osim toga, uz odgovarajući broj čestica N u datoj zapremini (recimo u jedinici zapremine, a može i u zapremini koju obuhvata jedan mol supstancije) možemo umesto M uzeti J , pa je

$$J = \frac{C}{T} (H + \lambda J), \quad (122,41)$$

gde je $C = \frac{NM_0^2}{3k}$ Curieeva konstanta.

Odavde je magnetizacija

$$J = \frac{C}{T - C\lambda} H. \quad (122,42)$$

Veličina

$$C\lambda = T_C \quad (122,43)$$

pokazuje Curieevu temperaturu, jer je namagnetisanost

$$J = \frac{C}{T - T_C} H, \quad (122,44)$$

gde je H spoljašnje magnetsko polje.

Konstanta λ može se odrediti iz Curieeve temperature i Curieeve konstante prema (122,43). Ova relacija se može napisati u obliku

$$J = \frac{NM_0^2}{3k \left(T - \frac{NM_0^2}{3k} \right)}. \quad (122,44')$$

Odgovarajuća susceptibilnost biće

$$\chi = \frac{C}{T - C\lambda} = \frac{C}{T - T_C} \quad (122,45)$$

Ovaj zakon se inače naziva i **Curie-Weissov zakon**.

Vidi se da ispod Curieeve temperature u feromagnetiku postoji spontana namagnetisanost i bez spoljašnjeg magnetskog polja. Time se objašnjava i remanentni magnetizam, o kojem je bilo reči u opštoj elektromagnetici (Fizika II, § 100). Kao što je već tamo napomenuto, namagnetisanost feromagnetika zadržava se i posle uklanjanja spoljašnjeg polja, što se u graficnu funkcije $B=f(H)$ ispoljava u petlji histerezisa, a i to je jedna od karakteristika feromagnetskih materijala.

Sopstvena ili spontana namagnetisanost feromagnetika pokazuje da su magnetski momenti elektrona atoma feromagnetika orijentisani u jednom pravcu i u jednom smeru. Ali, pri takvoj pretpostavci prirodno je očekivati da je svaki feromagnetik sam po sebi, bez spoljašnjeg magnetskog polja, vrlo jak magnet. Na to praksa daje negativan odgovor. Kako onda objasniti to prirodno neslaganje? Na to daje odgovor Weissova teorija domena u feromagnetiku. Prema toj teoriji, u feromagnetiku postoje manje ili veće makroskopske oblasti spontane namagnetisanosti, ili domeni. Pretpostavlja se da su u tim oblastima magnetski momenti elektrona istog pravca i istog smera. No, kako je tih domena veoma mnogo, to su njihovi magnetski momenti najrazličitijih orijentacija. Zbog njihovog velikog broja i svih orijentacija, uzima se kao rezultatni magnetski moment jednak nuli, te otuda ni feromagnetici nisu po pravilu spontani stalni magneti. Pod uticajem spoljašnjeg magnetskog polja magnetski momenti pojedinih domena relativno lako se orijentišu u pravcu polja, pa otuda i zasićenost kad se izvrši orijentacija, jer polje nema više nikakvog dejstva posle izvršene orijentacije. To znači da se posle izvršene orijentacije ne dobiva jača namagnetisanost ni povećavanjem jačine spoljašnjeg magnetskog polja zbog već postignute zasićenosti.

U tom smislu posmatrajmo tri glavna feromagnetska elementa: Fe, Co, Ni, sa rednim brojem u Periodnom sistemu elemenata respektivno 26, 27 i 28.

Atomi ovih elemenata imaju po dva 4s elektrona. Međutim, 3d-slojevi nisu sasvim popunjeni, jer se 3d-sloj popunjava tek sa 10 elektrona. Gvožđe ima 6 elektrona u 3d-sloju. Ispostavlja se da od tih 6 elektrona 5 imaju jedan smer spina, a jedan elektron suprotan smer. To se ogleda prema spektru gvožđa. Ako se sa M_e označi magnetski moment spina jednog elektrona, onda magnetski moment spina elektrona atoma gvožđa iznosi $4M_e$.

Takva orijentacija elektrona danas se objašnjava pomoću „sila izmene” i „energije izmene”. Dva 3d-elektrona su na većem međusobnom rastojanju kada su im spinovi paralelni nego kada su antiparalelni. To je uslovljeno Pauljevim principom, jer se na jednom energetsom nivou ili u jednoj ćeliji konfiguracije onog „prostora” ne mogu nalaziti dva elektrona sa istom orijentacijom spina, nego samo po jedan ili po dva sa suprotnom orijentacijom. Stanje sa najmanjom energijom baš je sa takvim rasporedom elektrona, jer je energija elektrostatičkog odbijanja najmanja sa takvim rasporedom. A, s druge strane, $4M_e$ je eksperimentalno ustanovljen prema spektru.

Magnetisanjem se snižava energija zbog energije izmene, jer je elektrostatička energija odbijanja u namagnetisanom stanju manja nego u nenamagnetisanom. Ta razlika energija iznosi svega nekoliko desetih delova elektronvolta, pa se pri Curievoj temperaturi ova spontana namagnetisanost feromagnetika narušava.

Feromagnetski domeni mogu biti raznih oblika i veličina. Kada se feromagnetik podvrgne spoljašnjem magnetskom polju, onda se onaj

domen, u kojem je resultantni magnetski moment paralelan tom spoljašnjem polju, zapreminski proširi, a magnetski momenti ostalih domena počnu rotirati, u cilju orijentacije, u pravcu i smeru spoljašnjeg polja. Tako se znatno povećanje namagnetisanosti feromagnetika pod uticajem spoljašnjeg magnetskog polja obavlja u vidu dva procesa, od kojih je jedan povećanje onih domena čiji magnetski momenti imaju pogodnu orijentaciju u odnosu na spoljašnje polje, a drugi — rotacija vektora namagnetisanosti ili magnetskih momenata onih domena sa nepogodnom orijentacijom u odnosu na spoljašnje polje. To povećanje prvih domena nastaje, naravno, na račun drugih domena.

Napominjemo da je u pojedinom domenu feromagnetika namagnetisanost vrlo jaka. Ona odgovara magnetskoj indukciji ništa manjoj od jednog tesle $\left(1 \frac{\text{wb}}{\text{m}^2}\right)$.

To pokazuje da bi u slučaju postojanja jednog takvog domena namagnetisanost bila vrlo velika, i takav feromagnetik bi imao veliku magnetsku energiju i bez spoljašnjeg magnetskog polja.

Postojanje feromagnetskih domena dokazano je i eksperimentalno pomoću feromagnetskog koloidnog praška i Barkhausenovim efektom (II knj., § 100). Obično se čestice praška sakupljaju tamo gde se površina feromagnetika preseca sa granicama domena, jer tamo nastaju vrlo jaka lokalna magnetska polja.

Smatra se da domeni nastaju zbog različitih oblika energije feromagnetskog materijala, među kojima su glavne: energija izmene, magnetska energija i energija anizotropije.

Energija anizotropije se naziva i energijom kristalografske magnetske anizotropije feromagnetskog kristala. Ta energija prouzrokuje orijentisanje spontanog namagnetisanja duž nekih određenih kristalografskih osa, što već dovodi do razdvajanja kristala na oblasti u pogledu magnetisanja.

Energija izmene predstavlja razliku energije elektrostatičkog dejstva sistema kada su spinovi paralelni i kada su antiparalelni, što se u klasičnoj fizici ne uzima u obzir. Ta energija je zasnovana jednostavno na shvatanju prirode spina elektrona i na Paulievom principu.

Prema navedenim izlaganjima i objašnjenjima, zaključuje se da je feromagnetizam povezan sa spinom elektrona a ne sa njihovim orbitnim kretanjem, kao što je slučaj dijamagnetizma.

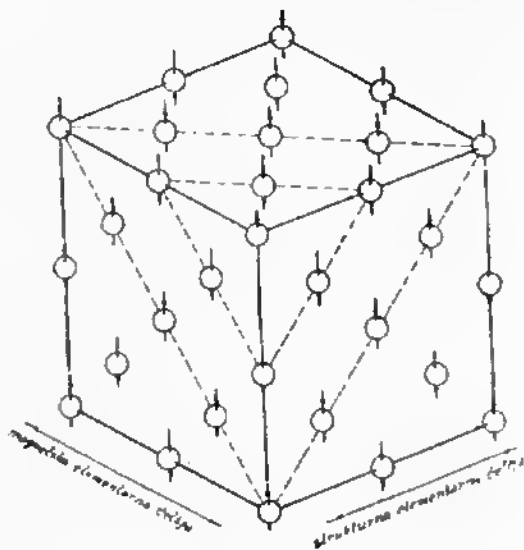
d) *Antiferomagnetizam*. — Antiferomagnetsko stanje karakteriše se antiparalelnim spinovima elektrona. Kako su spinovi u feromagnetskom stanju orijentisani paralelno, jasno je da se u antiferomagnetiku snižava resultantna vrednost magnetskog momenta, a to znači i opšta namagnetisanost takvog materijala u odnosu na feromagnetik. Ta antiparalelna orijentacija magnetskih momenata nastaje u antiferomagnetskom materijalu spontano, i to kada je temperatura niža od Curie-ove temperature. Sa strukturne strane, antiferomagnetski materijal ima takav model kao da su dve kristalne rešetke uturene jedna u drugu tako da su svi najbliži joni oko svakog jona prve rešetke u stvari joni one druge rešetke. Takav kristal je, recimo, kubični — sa centriranjem na bazi ili, pak, prostorno centrirani.

Kao primer antiferomagnetske rešetke navodimo rešetku manganoksida MnO (sl. 122-5) i difluorida, MnF_2 (sl. 122-6). Navedene su i orijentacije spinova manganovih jona.

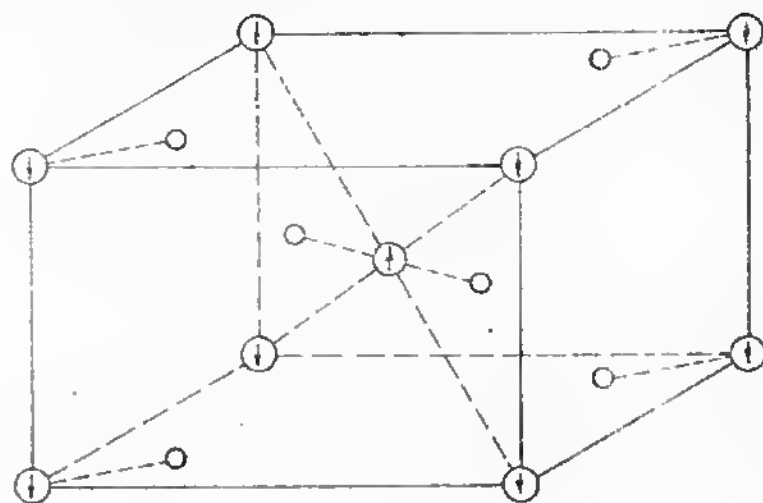
Ponekad se ove međusobno penetrirane rešetke nazivaju podrešetkama, a obično se obeležavaju sa *A* i *B*.

Struktura manganoksida slična je strukturi kristala NaCl . Na slici je prikazan redosled različito orijentisanih spinova. U nekim pravcima period magnetske strukture se udvostručava u odnosu na odgovarajući period atomske strukture.

Na slici 122-6 veći krugovi prikazuju jone mangana sa istom orijentacijom spinova u rogljevima, a onaj u centru — sa suprotnom orijentacijom. Malim krugovima označeni su joni fluora. Takvom konstelacijom se unosi i znatna promena u rešetku, pa se čak menja i njen tip. U pogledu perioda rešetke, on se udvostručava duž talasne dijagonale elementarne ćelije. Dakle, period magnetske strukture dvaput je veći od perioda odgovarajuće atomske strukture.



Sl. 122-5



Sl. 122-6

Magnetizacije tih parcijalnih rešetki ili podrešetki suprotno su orijentisane. Označimo ih za parcijalne rešetke respektivno indeksima A i B . Osim toga, pretpostavimo da na magnetske momente A dejstvuju samo obližnji momenti B , koji ga neposredno okružuju.

Za nalaženje susceptibilnosti χ treba navesti da je konstanta molekulskog polja λ negativna, i to zbog antiparalelnosti momenata, dok je u feromagnetima pozitivna.

Zbog toga se aproksimativno može uzeti da se namagnetisanost sastoji iz dva dela, J_A i J_B . Analognu sa (122,41) može se napisati

$$\left. \begin{aligned} J_A &= \frac{C}{2T} (H - \lambda J_B), \\ J_B &= \frac{C}{2T} (H - \lambda J_A), \end{aligned} \right\} \quad (122,46)$$

gde je $C = \frac{NM_0^2}{3k}$ Curieeva konstanta, a polovina odgovara navedenoj parcijalnosti.

Stavimo da je ukupna namagnetisanost

$$J = J_A + J_B = \chi H = \frac{CH}{T} - \frac{C\lambda}{2T} (J_A + J_B) \quad (122,47)$$

ili

$$J = \frac{CH}{T + \lambda \frac{C}{2}} \quad (122,48)$$

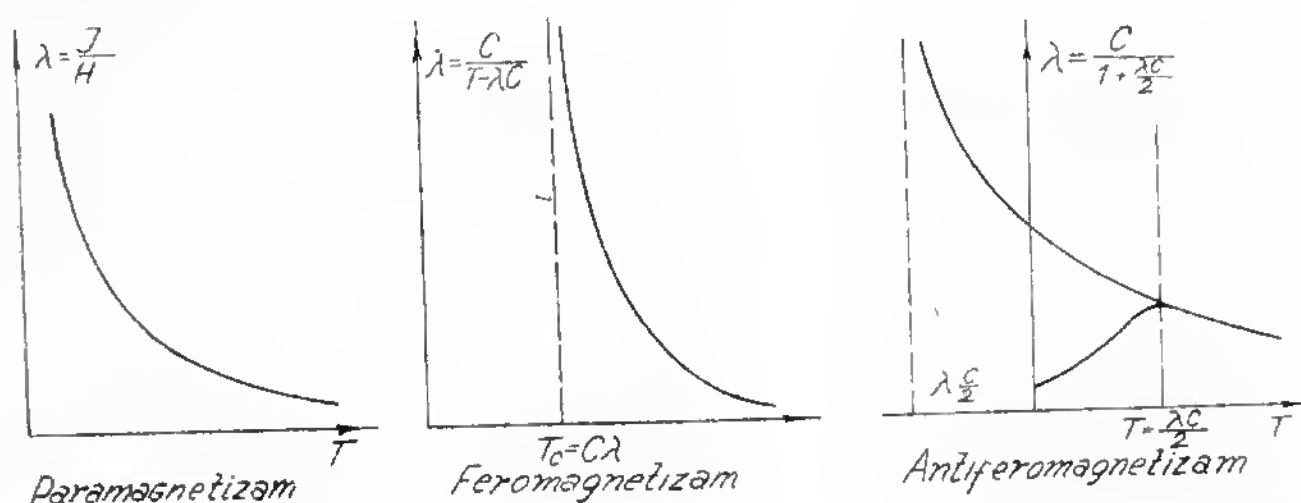
Odavde se dobiva susceptibilnost

$$\chi = \frac{C}{T + \lambda \frac{C}{2}} \quad (122,49)$$

Relacija (122,45) pokazuje da namagnetisanost postoji i pri $H = 0$. Relacija (122,48) za χ pokazuje i varijaciju susceptibilnosti na temperaturama ispod Curieeve tačke.

Izlazi da u tački $T = \left| \lambda \frac{C}{2} \right|$ kriva $\chi = f(T)$ ima maksimum.

Prema navedenim izračunavanjima i zakonima mogu se grafički prikazati zavisnosti susceptibilnosti od temperature za slučajeve para-, fero- i antiferomagnetizma, a to nije ništa drugo nego grafički prikaz relacija (122,37), (122,45) i (122,49) kao na sl. 122-7.



Sl. 122-7

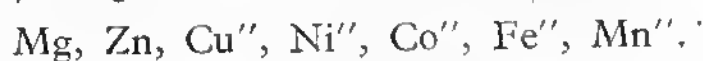
Iz same slike izlazi da prema ovakvom tretiranju nije određena zavisnost χ od T za feromagnetike pri temperaturama nižim od T_C .

U svemu ovome takođe nije ni objašnjena ni obeležena relativno vrlo velika vrednost molekulske konstante λ .

e) *Feriti*. — Feriti su magnetski materijali koji su hemijska jedinjenja sa opštom formulom



gde M označava jon jednog od ovih divalentnih metala:



Ova struktura ferita može imati za osnovu magnetit, Fe_3O_4 , u kojem se jedan od jona gvožđa zameni divalentnim jonom jednih od navedenih metala.

U feritima može nastati feromagnetizam kad antiferomagnetizam nije potpuno kompenziran.

Feriti imaju neobično važna i za praksu vrlo pogodna magnetska i električna svojstva. Neki feriti imaju magnetsku permeabilnost 5 000—6 000. Električni specifični otpor ferita je nesrazmerno mnogo puta veći od feromagnetskih materijala, na primer nekoliko miliona puta veći nego gvožđa.

Napomenimo samo dobro poznate teškoće sa magnetskim materijalima pri hiperfrekvencijama, gde se pojavljuje skin-efekt. Ranije korišćeni materijali gube svoja magnetska svojstva u takvim uslovima, a takođe i u mnogim drugim, koji su dobro poznati iz obične tehničke primene, naročito u elektrotehničkim mašinama i uređajima.

Feriti ne gube svoja magnetska svojstva ni pri vrlo visokim frekvencijama. Skin-efekt se ne konstatuje u njima sve do milimetarskih talasa.

Zbog vrlo visokog električnog otpora u feritima su vrlo mali gubici na vrtložne struje, što inače predstavlja znatne gubitke i zahteva specijalne konstrukcije i strukture.

Feriti se naglo uvode u savremene elektrotehničke uređaje, pri čemu se ne dobiva samo u kvalitetu nego i u pogledu dimenzija, koje su nesrazmerno manje nego ranije. Od ferita se u novije vreme prave i stalni magneti, koji su jeftiniji od ranijih, a prave se od nekih legura.

Sa izvesnom sigurnošću je utvrđeno da su uzajamna dejstva u feritima antiferomagnetske prirode.

f) *Fero- i antiferoelektricitet*. — Analogno fero- i antiferomagnetizmu konstatovane su i neke električne pojave u izvesnim materijalima, koje se manifestuju u specijalnim vrednostima nekih karakterističnih veličina, koje vrlo mnogo odstupaju od običnih. Tako u nekim materijalima dielektrična konstanta (električna permitivnost) iznosi čak i do 70 hiljada. Tu se radi o nekim naročitim uzajanim električnim dejstvima čestica i polja na obližnje čestice u materijalu, koja su analogna energijama izmene u feromagnetizmu. U nekim materijalima su konstatovane i pojave analogne antiferomagnetiskim, pa su zbog toga i nazvane antiferoelektričnim pojavama.

FIZIKA PLAZME ✓

§ 123. Opšti pojmovi ✓

Jonizovani gas se naziva plazma. Atomi plazme pod raznim uticajima, najčešće zbog visokih temperatura, gube svoje elektrone i postaju sastavni delovi plazme: pozitivno naelektrisana jezgra i otrgnuti elektroni. Osim toga, plazma može sadržati i električki neutralne čestice. Prema tome, plazmom se nazivaju i delimično i potpuno jonizovani gasovi.

Fizika plazme je mlada i još nedovoljno razvijena oblast fizike, ali je njena važnost vrlo velika, jer su već i praktično ostvareni procesi i uređaji za dobivanje ogromnih energija korišćenjem plazme. U pogledu tehničke primene plazma će zauzeti jedno od centralnih mesta u celokupnoj tehnici. Osim toga, i sa gledišta fizičkih procesa i zakonitosti kretanja materije, plazmi svakako odgovara i jedno od glavnih mesta. U stanju plazme nalazi se preko 99% od celokupne supstancije u kosmosu.

Glavne reakcije u plazmi lakih elemenata su termonuklearne reakcije, o kojima je već bilo reči. U grubim crtama je naveden i red veličine odgovarajućih količina energije, koje se mogu osloboditi u procesima u plazmi.

Ovde ćemo plazmu tretirati samo u veoma kratkom osvrtu, iako je njena važnost vrlo velika. Fizika plazme je danas toliko nerazrađena da zahteva opširniji matematički aparat i primenu posebnih zakonitosti i teorija koje se izlažu u teorijskoj elektromagnetici, kinetičkoj teoriji gasova i statističkoj fizici.

Sa kvantitativne strane, odgovarajuće energije čestica u plazmi i energije jonizacije najadekvatnije se izražavaju u kiloelektronvoltima (keV). Odgovarajući brojevi u keV najpraktičniji su prema dosadašnjoj tehnici plazme.

Prema poznatoj relaciji iz kinetičke teorije gasova može se izračunati temperatura gasa koja odgovara energiji čestice. Naime, iz $kT = E = 1 \text{ keV}$ izlazi da je $T = 1,16 \cdot 10^7 \text{ K}$. Zbog toga se u praksi često govori o temperaturi izraženoj u kiloelektronvoltima. Pri tome treba imati u vidu da jednom keV energije odgovara temperatura od oko 11 miliona Kelvinovih stepeni.

Izotopi atoma vodonika imaju svega samo po jedan elektron, pa već pri 0,05 keV postanu sasvim jonizovani; stoga se njihova plazma već pri tim temperaturama sastoji od golih jezgara i od elektrona.

Sama struktura plazme pokazuje da se na svim nivoima proučavanja moraju uzeti modeli i manje ili više grube aproksimacije, jer se radi o kretanju i uzajamnim dejstvima mnoštva naelektrisanih čestica, a i nenaelektrisanih sa međusobnim električnim silama, sudarima tih čestica, kao i čestica u spoljnjem elektromagnetском polju. Sa gledišta kinetičke teorije gasova, raspodeljenost brzina čestica može biti različita. Najčešće se uzima da je raspodeljenost Maxwelllova.

Postoje dva glavna modela plazme, koji se više odnose na načine tretiranja, a povezani su razrađenim načinima i drugim oblastima fizike.

■ Jedan model plazme je takav da se plazma smatra fluidom koji provodi elektricitet i koji je stišljiv, a podvrgnut je elektromagnetskim silama. Kako je ponašanje fluida obrađeno u hidromehanici, taj model plazme se naziva *hidromagnetski*. U poslednje vreme se razvija posebna oblast fizike plazme koja se obično naziva *magnetska hidrodinamika*. Osnovne relacije su jednačine kretanja fluida, koje su dobivene za tečnosti odnosno fluide.

Pomoću takvog modela dobiveni su za plazmu dosta dobri rezultati. To bi bila u stvari makroskopska teorija, koja vodi računa više o ponašanju plazme u celini ili u njenim makroskopskim delovima nego o tome koji se procesi zbivaju u njoj.

Drugi model plazme je druga krajnost, koja se odnosi na pojedinu česticu plazme, a naziva se *model čestice*. Prema tome modelu plazma se posmatra kao mnoštvo pojedinih čestica, pri čemu na svaku naelektrisanu česticu deluje spoljašnje polje. Pri tom se uzimaju dovoljno u obzir sudari čestica. Ponašanja i procesi u plazmi, prema tome, tretiraju se kao superpozicije dobivene prema jednoj čestici. Oba ta modela pokazala su se vrlo korisnim, i to svaki za odgovarajuće pojave u plazmi.

Ispostavilo se da je gustina čestica plazme za tehničke svrhe oko 10^{15} čestica u jednom kubnom centimetru, što je mnogo manje od broja čestica u gasu pri normalnim uslovima ($10^{19} \frac{\text{čestice}}{\text{cm}^3}$). Nije teško izračunati da prosečna dužina slobodnog puta deuterona, uz tu gustinu i pri temperaturi koja odgovara energiji

100 keV, iznosi za reakciju deutron — deutron ništa manje nego $2 \cdot 10^{10}$ cm. Dakle, slobodni put čestica u međusobnom dejstvu u plazmi iznosi vrlo velika rastojanja. Na tolikoj temperaturi brzina deuterona je oko $5 \cdot 10^8$ cm/s, pa se odmah može zaključiti i koliko je odgovarajuće vreme za reakciju. Ova numerička gustina čestica odgovarala bi pri normalnim temperaturama dosta visokom vakuumu od 10^{-4} do 10^{-3} atmosfera. Međutim, na odgovarajućim kinetičkim temperaturama, gde je brzina čestica nesrazmerno veća u odnosu na normalno stanje, taj pritisak je vrlo velik i pri tako maloj gustini.

Pri takó visokim temperaturama bilo bi nemoguće zamisliti ma kakvu praktičnu primenu plazme kada se ne bi imale u vidu mogućnosti skretanja naelektrisanih čestica plazme pomoću magnetskog polja. Tako se sud, u kojem je plazma, može izolovati od neobično brzih naelektrisanih čestica čije se temperature kreću na mnogo miliona stepeni.

Važno je proučavati i uticaj električnog polja na jone i elektrone plazme. Otuda se uvodi i tretira *pokretljivost jona i pokretljivost elektrona*.

Vrlo važno je i pitanje difuzije, pa se u fizici plazme i ono tretira uz sve poznate i specijalne metode.

U proučavanju plazme kao osnovna jednačina služi *Boltzmannova jednačina*, koja je po svojoj prirodi integro-diferencijalna. Glavna funkcija i veličina koju treba izračunati je talasna *funkcija raspodele* ili funkcija raspodele čestica. Ta jednačina se primenjuje i na gasove. Napominjemo samo to da funkcija raspodele predstavlja broj čestica u jedinici zapremine koje u momentu t imaju brzinu u određenom intervalu. Najpodesnije je onda umesto običnog zapreminskog elementa $dV = dx dy dz$ uzeti jedan uopšteniji zapreminski element koji je proizvod šest diferencijala, i to tri dužinska i tri brzinska, tj. $dx dy dz dv_x dv_y dv_z$. Već pri tim prvim koracima se vidi da je tretiranje sa matematičke strane dosta specijalizovano, a sa fizičke zalazi u kinetičku teoriju i statističku fiziku. Ali, kada se izračuna oblik funkcije raspodele, onda se dobiju dobri podaci za plazmu odnosno za jonizovani gas.

Pri izlaganju nuklearne fuzije navedeno je da se oslobađa relativno ogromna energija. To znači da se u plazmi odigravaju termonuklearne reakcije, koje se u principu mogu praktično iskoristiti. Zbog toga je važno pitanje gubitaka energije plazme, koji mogu biti različiti. Glavni gubici idu na zračenje. U slučaju da plazma nije potpuno jonizovana, nego da u njoj ima i jona sa preostalim elektronima u atomima, elektron može apsorbovati energiju sa nekim slobodnim elektronom. Tako pređe u eksitovano stanje. Tu energiju elektron može zračiti u obliku svetlosti, prelazeći u kvantno stanje nižeg energetskeg nivoa. Na taj način se iz plazme gubi energija zračenja. Kada je plazma od atoma vodonika, onda se po jedan elektron iz atoma relativno lako odvoji na temperaturama koje odgovaraju 0,05 keV, ali zato prisustvo makar i malog broja atoma elemenata većeg atomskog broja izaziva takve gubitke energije zračenjem u obliku elektromagnetskih talasa od eksitovanih atoma.

Kada se plazma sastoji u potpunosti od golih jezgara i tolikog broja elektrona, kao što je slučaj u reaktoru sa vodoničnom plazmom, onda nastaju gubici energije usled tzv. *zračenja usled kočenja* (Bremsstrahlung). To zračenje nastaje međusobnim dejstvom elektrona i drugih naelektrisanih čestica kada elektron skreće u polju drugih čestica. U elektromagnetici se može izračunati i ta energija zračenja koju emituje elektron kada se ubrzava, pa se može čak uzeti u obzir i raspodela brzina elektrona prema Maxwellovom zakonu. Tako se dobije i raspodela zračne energije prema talasnim dužinama. Zračenje usled kočenja može biti ne samo kao rezultat interakcije elektrona i jona nego i elektrona međusobno, i to naročito kada se elektroni kreću velikim brzinama, te dolaze do izražaja relativistički efekti.

Kod fuzije je navedeno da je za održavanje termonuklearne energije potrebna odgovarajuća vrlo visoka temperatura, pa ona može služiti kao uslov koji plazma treba da ispuni ako se želi postići odgovarajuća tehnička primena.

Kada se u plazmi nalaze i atomi viših atomskih brojeva, onda se ne samo gubi određena količina energije zračenjem nego se i optimalna temperatura za funkcionisanje takvog termonuklearnog reaktora povećava u odnosu na odgovarajuću temperaturu plazme bez kontaminacije (primesa).

Gubici energije zračenja plazme mogu nastati i kada se plazma podvrgne jakom magnetskom polju. Onda se elektroni i joni kreću po odgovarajućim krivolinijskim putanjama, i to sa određenim frekvencijama. Te frekvencije se nazivaju *žir magnetske* ili *ciklotronske frekvencije*. To centripetalno ubrzanje naelektrisanih čestica takode izaziva zračenje elektromagnetskih talasa. Ovo zračenje se obično naziva *ciklotronsko zračenje*. Ciklotronsko zračenje elektrona veće je nego jona.

Zračenje usled kočenja obično pripada ultraljubičastoj oblasti elektromagnetskog spektra odnosno oblasti Röntgenovih zraka, dok ciklotronsko zračenje pripada infracrvenoj oblasti, pa čak i mikrotalasnoj.

Zračenje usled kočenja izlazi iz reaktora jer se ne može zadržati, dok se ciklotronsko zračenje može u izvesnoj meri zadržati apsorbovanjem, te se ta energija u opštem bilansu ne gubi iz reaktora. Kao reflektor za ciklotronsko zračenje mogu služiti obični metali, kao zidovi reaktora sa plazmom.

Gubici energije ciklotronskim zračenjem odnose se na slučajeve kada se magnetsko polje nalazi unutar plazme, te utiče na naelektrisane čestice kroz celu zapreminu. Ako unutar plazme nema magnetskog polja, nego u plazmi u celini dejstvuje magnetsko polje spolja, onda nema ciklotronskog zračenja, osim od strane čestica na površini plazme, što nema naročiti uticaj, te se može zanemariti.

Konfiniranje plazme. — Imajući u vidu svojstva plazme odmah se zaključuje da bi se joni i elektroni ubrzo raštrkali kada bi se plazma prepustila samoj sebi.

Prosečna dužina slobodnog puta za sudare je vrlo velika (gustina oko 10^{15} jezgra), pa se plazma jednostavno ne bi mogla održati kao celina na okupu. Zbog toga je plazmu neophodno konfinirati kako bi se zadržala kao celina.

Nikakvi sudovi od običnih materijala ne pomažu, jer su čestice toliko brze pri tako visokim temperaturama da nijedan sud ne bi mogao izdržati. Osim toga, usporene čestice, koje bi se na taj način odbijale, znatno bi snižavale temperaturu plazme, što remeti uslove za termonuklearne reakcije.

Konfiniranje plazme najefikasnije se vrši pomoću električnog i magnetskog polja. Naročito je efikasno magnetsko polje. Prema poznatim zakonitostima, kretanje naelektrisanih čestica u elektromagnetskom polju prinuđuje čestice da se kreću po takvim putanjama za koje se uzmu takva polja da izazovu putanje određenih dimenzija, te plazma zadrži određene zapremine i oblike. Postoji više metoda primene magnetskog polja, koji su tehnički detaljno razrađeni i usavršeni. Prema osnovnim jednačinama polja, koje su dali Maxwell i Lorentz, može se izračunati pritisak koji polje izaziva.

R E G I S T A R

A

Afinitet atoma prema elektronu 191
 Akceptori 314
 Akcija (ili dejstvo delovanje) 62
 Aktivator 321
 Aktivnost (brzina radioaktivnih dezintegracija) 128
 Alfa-zraci (čestice) 11, 15, 18, 21, 22, 24, 25, 28, 30, 79, 124, 132 (§ 52)
 — apsorpcija u gasovima 134 (§ 54)
 — domet 136
 Alfa-dezintegracija (teorija) 138 (§ 56)
 Amorfna tela 289
 Amplituda talasne funkcije 168
 Analizator 28
 Anomalni Zeemanov efekt 195, 196
 Antiferoelektricitet 354
 Antiferomagnetizam 351
 Antineutron 286
 Antinukleoni 286
 Antiproton 286
 Antisegnetoelektrici 339
 Apsorbovanje mezona jezgrima 282
 Aprospcija alfa-zraka u gasovima 134 (§ 54)
 Apsorpcija beta-zraka 145
 Apsorpcija X-zraka 57
 — koeficijenti apsorpcije (linearni, maseni) 58
 Atom 9
 Atom helijuma 177 (§ 72)
 Atomi teških elemenata 181 (§ 74)
 Atom vodonika 173 (§ 70)
 Atomska jedinica mase (ajm) 237
 Atomska struktura 9
 — supstancije 9
 Atomske hipoteze u hemiji 9
 Atomske kristalne rešetke 291
 Atomski broj 236
 Atomski časovnik 229
 Atomsko jezgro 79
 Avogadrov broj 10
 Azimutni kvantni broj 94, 95, 106 (unutrašnji 107)

B

Balmerova serija 32, 89
 Bazno centrirana rešetka 306
 Becquerel 12, 30, 124

Beta-zraci 11, 15, 18, 21, 79
 — opšte karakteristike 140 (§ 57)
 — apsorpcija 145
 — jonizaciona moć 145 (§ 60)
 — objašnjenje emisije beta-čestica pomoću neutrina 134 (§ 59)
 — spektri 142 (§ 58)
 Bloomberg (kvantni generatori) 229
 Bočni (ili orbitni) kvantni broj 114
 Bohrov magneton 110, 111
 Bohrova teorija atoma 83, 156
 Bohrovi kvantni postulati 83
 Brackettova serija 32, 89
 Braggov spektroskop za X-zrake 53, 54
 Brojač, Geiger-Müllerov 12
 Brzina elektrona u atomu 84
 Brzina radioaktivnih dezintegracija 128

C

Centar simetrije kristala 300
 Capanje termova 103
 Cevni voltmetar (za merenje jonizacione struje) 15
 Chamberlain (antinukleoni) 286
 Ciklotronske frekvencije 357
 Ciklotronsko zračenje 357
 Comptonov efekt 159, 157
 Comptonova talasna dužina 159
 Curie (P. i M.) (radioaktivnost) 124
 Curie-Langevinov zakon 346
 Curieeva konstanta 346
 Curieeva temperatura (tačka) 339, 348, 349
 Curie-Weissov zakon 350

Č

Čudnovate (neobične) čestice 286

D

d-stanje (difuzno) 99
 Davisson-Germerov eksperiment (potvrda korpuskularno-talasne prirode supstancije) 163
 De Broglieova relacija 160, 161
 De Broglieova talasna dužina 161, 162
 Debyeova temperatura 329, 330

Defekt sa praznim čvorom (Schottkyev) 315
 Defekti kristalne rešetke 295
 Degeneracija 100
 Dejstvo (ili akcija) 62
 Dejstvo primarnih kosmičkih zraka na atmosferu 278
 Depolarizujuće polje 335
 Depolarizujući faktor 336
 Detekcija radioaktivnog zračenja 12
 Detektori na principu jonizacije gasova 12
 Detektori zračenja 12
 Detektovanje naelektrisanih čestica na fotografskoj emulziji 30
 Dezintegracija (radioaktivna) 128
 Dielektrična svojstva čvrstih tela 333
 Diferencijal fazne zapremine 73
 Diferencijalni efektivni presek 240
 Difrakcija elektrona 163
 Difrakcija X-zraka 47
 Dijamagnetizam 340, 341
 Dinamički model atoma (Rutherford-Bohrov) 82
 Dipolni moment molekula 210
 Diskriminator 27, 28
 Dislokacija 316
 Dobivanje mezona u laboratorijama 281
 Domeni u segnetoelektricima 339
 Domet alfa-čestice 136
 Donatori 314

E

Efektivni faktor multiplikacije 269
 Efektivni presek 239
 Egzoelektronska emisija 322
 Egzoelektronska energija 322
 Einsteinova jednačina za fotoelektrični efekt 38
 Eksperimentalna potvrda dualističke prirode elektrona 163
 Eksperimentalna potvrda kvantne teorije 92 (§ 33)
 Eksperimentalna potvrda prostornog kvantovanja 112
 Eksperimentalno ispitivanje strukture kristala pomoću difrakcije X-zraka 49
 Ekvatorski (ili magnetski) kvantni broj 106
 Elektreti 338
 Električna provodljivost metala 308
 Električna svojstva molekula 210
 Električni impulsi brojača 26
 Električni otpor poluprovodnika 310
 Električno polje u sfernoj šupljini homogeno polarizovanog dielektrika 334
 Elektroliza 10
 Elektroluminescencija 319
 Elektrometar sa dinamičkim kondenzatorom 15, 16
 Elektrometar za merenje jonizacione struje 15
 Elektrometarska trioda 16
 Elektroni valencije 200
 Elektronska struktura atoma 173
 Elektronska struktura atomskih omotača (tablica) 183—185

Elektronski spin u magnetskom polju 116
 Elektronski trakasti spektar 221
 Elektronsko „pamćenje“ 28, 29
 Elektrovalentna jonska veza 200
 Element faznog prostora 73
 Elementarna ćelija kristalne rešetke 306
 Elementarne čestice 288
 Elementarni kvant energije 69
 Elementarni kvanti u atomskoj fizici 62
 Elementi (strukturni) kristala 290
 Elementi simetrije kristala 300
 Eliptičke orbite elektrona u atomu 94
 Emisija gama-zraka 150 (§ 63)
 Energetske zone 311
 Energetski nivoi natrijuma 188
 Energija afiniteta atoma prema elektronu 192
 Energija disocijacije (veze) 205
 — (tablice numeričkih vrednosti) 207
 Energija eksitacije 189, 191
 Energija elektrona u atomu vodonika 81, 87
 Energija fisije jezgra 267, 268
 Energija jonizacije 189
 — numeričke vrednosti 190
 Energija uzajamnog dejstva dvaju molekula 217
 Energija veze atoma u molekulu 205
 Energija veze jezgra 246, 247, 249
 Energija veze po molekulu 295
 Energija veze po nukleonu 251

F

f-stanje 99
 Faktor multiplikacije 269
 Faradayevi zakoni elektrolize 10
 Fazna brzina 161
 Fazna ravan 73
 Fazni prostor 72
 Feriti 353
 Fermi (nuklearni reaktori, beta-zračenje) 144, 270
 Feroelektricitet 354
 Feromagnetizam 340, 348
 Feromagnetski domen 350
 Fina struktura atoma 101
 Fina struktura spektralnih linija 175
 Fizika čvrstog tela 289, 49
 Fizika plazme 355, 277
 Fluorescencija 320
 Fonon 317
 Formula za energiju veze jezgra 249
 Fosforescencija 320
 Fotoćelije 43
 — gasne 44
 — sa spoljašnjim efektom 45
 — sa unutrašnjim fotoefektom 45
 — (sa zaprečnim slojem) 45
 Fotoelektricitet 35
 Fotoelektrična provodljivost 317
 Fotoelektrični efekt 35, 36
 — normalni 41
 — spoljašnji i unutrašnji 40 (317)
 Fotoelektrični efekt i kvantna priroda svetlosti 37
 Fotoelektrični zamor 41

Fotoelektroni 44
 Fotoelementi 40, 42, 45
 Fotoemulzija (za detektovanje čestica) 12, 30
 Fotokatoda 44
 Fotoluminescencija 319
 Fotomultiplikator (fotomultiplikatorska cev) 24, 44
 Foton 25, 38, 39, 317
 Fotootpornici 42, 45
 Franck-Hertzov eksperiment (eksperimentalna potvrda kvantne teorije) 92 (§ 33)
 Frekvencija kruženja elektrona u atomu 86
 Frenkelov defekt rešetke 315

G

g-stanje 99
 Gama-zraci 11, 18, 21, 25
 — karakteristike 149 (§ 62)
 — emisija 150 (§ 63)
 Gasne fotočelije 43
 Geiger-Müllerov (G. M.) brojač 12, 19, 21, 22, 25
 Geigerov prag 20
 Geisslerova cev 31, 35
 Granična talasna dužina kod fotoelektričnog efekta 36
 Granični elementi kristala 289
 Grupna brzina 161
 Gustina energije zračenja crnog tela 66
 Gustina jezgra 246
 Gustina upakovanosti atoma u kristalnim rešetkama 292
 Gustina verovatnoće 169

H

Hahn i Strassmann (nuklearna fisija) 266
 Heisenbergov matrični metod 171
 Heisenbergove relacije neodređenosti (jedna primena) 179
 Heksagonalni kristalni sistem 301, 303
 Hemijske veze 199
 Hemiluminescencija 320
 Hertzovi eksperimenti 31, 33, 35, 37
 Heterogeni reaktori 272
 Heteropolarna veza atoma u molekulu 200
 Hidromagnetski model plazme 356
 Hiperfina struktura 177
 Hiperoni (λ , σ , κ) 284 (§ 106)
 Homeopolarna (kovalentna, nepolarna) veza 203
 Homeopolarne (kovalentne) sile u kristalima 291
 Homogeni reaktori 272

I

Indeks pljosni kristala 296
 Integrator 29
 Intenzitet jonizacione struje 13
 Intenzitet radioaktivnog zračenja 13
 Interna konverzija 151

Ispitivanje strukture kristala
 — Laueovim dijagramom 50
 — metodom rotacije kristala 50
 — metodom kristalnog praha 50
 Ivice kristala 290
 Izolatori (strukturno) 308
 Izomeri 150
 Izotopi, nuklearni 236
 Izračunavanje specifične toplote čvrstog tela prema kvantnoj teoriji 327

J

Jedinice radioaktivnosti 129
 Jedinična pljosan kristala 297
 Jedinični poluprečnik jezgra 246
 Jednačina radioaktivnog niza 131, 132
 Jezgro atoma 79
 Jonizacija, udarna 13
 Jonizaciona komora 12, 15, 17
 Jonizaciona moć beta-zraka 145
 Jonizaciona struja 13, 15
 Jonizacioni detektori 12
 Jonizacioni potencijal 189
 Jonizujuće dejstvo radioaktivnog zračenja u detektorima 12
 Jonska (ili polarna) veza 200
 Jonske kristalne rešetke 292
 Jukavina teorija mezonskog polja 260

K

K-mezoni 284
 K-zahvat 148
 Kanalski zraci 10
 Katodni zraci 10
 Katodoluminescencija 319
 Kerrova ćelija 46
 Kinetička teorija gasova 10
 Kirchhoffov zakon zračenja crnog tela 63
 Kiri (curie) (jedinica radioaktivnosti) 129
 Klasično tretiranje spektra 31
 Klasifikacija reaktora 272
 Koeficijent multiplikacije (reprodukcije) 269
 Koeficijent upakovanosti (ili pakovanja) 253
 Koeficijent apsorpcije X-zraka
 — linearni ili koeficijent slabljenja 58
 — maseni 58
 Kombinaciono rasipanje svetlosti (Ramanov efekt) 218, 226
 Komponente kosmičkih zraka 287
 Konfiniranje plazme 357
 Konstanta fine strukture 103
 Konstanta kristalne rešetke 307
 Konstanta molekulskog polja 349
 Konstanta radioaktivnog raspadanja 126, 130
 Konstantnost uglova u kristalu 290
 Kontinualni spektri X-zraka 54
 Kontrolisana lančana reakcija 270
 Konverzija, interna 151
 Koordinacioni broj kristalne rešetke 292
 Korpuskularno-talasna priroda čestice 160
 Kosmičko zračenje 23, 278 (§ 104)
 Kramerov efekt 322
 Kristali 289

- Kristalna rešetka 49, 290
 Kristalni sistemi 301
 Krišnjan (kombinaciono rasipanje svetlosti) 224
 Kritična masa 270
 Kritična zapremina 270
 Kritične dimenzije 270
 Ksi-hiperoni 285
 Kubični (kockasti) kristalni sistem 301, 305
 Kvant, svetlosni 38
 Kvant energije 69
 Kvanti u atomskoj fizici 62
 Kvantna teorija 34
 Kvantna elektronika 229
 Kvantni brojevi:
 azimutni 94, 95, 106
 radijalni 94, 95
 totalni 69, 94, 106
 magnetski (azim.) 106, 116
 orbitni (ili bočni) 114, 116
 „širinski“ 106
 spina 115, 116
 definitivno: 118—119
 Kvantni brojevi nukleona 253
 Kvantni generator 229
 Kvantni postulati (Bohrovi) 83
 Kvantno-talasna fizika 156
 Kvantovanje:
 — momenta količine kretanja 62
 — energije 62, 69
 — energije linearnog oscilatora 72
 — kinetičke energije dvoatomskog molekula 215
 — magnetskog momenta 110
 — rotatora 75

L

- Lambda-hiperoni 285
 Lambovo pomeranje 176
 Landsberg (kombinaciono rasipanje svetlosti) 224
 Larmorova teorija 195
 — precesija 196
 Laser 229
 — shema uređaja 233
 Laueov dijagram 47, 49, 50
 Lenard 35, 36, 79
 Linearni koeficijent apsorpcije X-zraka (ili linearni koeficijent slabljenja) 58
 Linijski spektri X-zraka 57
 Lorentzova formula za promenu frekvencije elektrona u atomu pod uticajem magnetskog polja 193—194
 Lorentzovo polje 334
 Luksmetar 46
 Luminescencija 319
 Luminofor 320
 Lymanova serija 32, 89

M

- Magični brojevi 265
 Maglena komora (Wilsonova) 21
 Magnetizacija 340

- Magneton (Bohrov) 110, 111
 — (teorijski) 111
 — nuklearni 255
 Magnetska hidrodinamika 356
 Magnetska potencijalna energija za sistem proton—neutron 25
 Magnetska svojstva čvrstih tela 340
 Magnetski kvantni broj (ili ekvatorski) 106
 Magnetski moment 110
 — kvantovanje 110
 Magnetski moment elektrona 255
 Magnetski moment jedinice zapremine 344
 Magnetski moment neutrona 255
 Magnetski moment protona 255
 Maiman (laser) 229
 Makroskopski efektivni presek 239
 Maksimalna kinetička energija fotoelektrona 39
 Mantelštajn (kombinaciono rasipanje svetlosti) 224, 227
 Masa elektrona (u ajm) 237
 Masa K-mezona 284
 Masa mezona 260, 279
 Masa neutrona (u ajm) 237
 Masa protona (u ajm) 237
 Maseni broj 237
 Maseni koeficijent apsorpcije 58
 Maser 229
 Matrice 171
 Matrični metod (Heisenbergov) 171
 Maxwellova teorija 31, 33
 Mehurasta komora 24
 Meka komponenta kosmičkih zraka 287
 Mendeljejev periodni sistem 10, 120 (§ 42)
 — tablica 121
 Merenje radioaktivnog zračenja 12
 Metali (strukturno) 308
 Metalne kristalne rešetke 293
 Mezoatomi 282
 Mezioni 258, 260
 Mezonsko polje 260
 Michelson i Morley 175
 Mikroskopski efektivni presek 239
 Mikrotalasi 227
 Mikrotalasna spektroskopija 227
 Millerovi indeksi 296
 Mi-mezon 262, 282, 283
 Model čestice 356
 Modeli atoma 77 (§ 29)
 — vektorski 172
 Modeli jezgra 262 (§ 99)
 — model kaplje 263
 — Fermievog gasa 263
 — alfa-čestice 265
 — model slojca 265
 — optički 264
 — uopšteni model 266
 Modeli plazme 356
 Moderator 271
 Molarna magnetizacija 341
 Molarna magnetska susceptibilnost 342, 344
 Molekul 198
 — Veze u molekulu 199
 — Sile među atomima u molekulu 199
 — Valentne sile 199

— Teorije strukture molekula (Kossel i Lewis) 199
 Molekulske kristalne rešetke 294
 Molekulski spektri 218
 Moment količine kretanja elektrona 84, 115
 Momenti atomskog jezgra 253
 Monoklinični kristalni sistem 301, 302
 Moseleyev zakon (zavisnost frekvencije od rednog broja elementa) 59
 Mrtvo vreme 20
 — za brojačke cevi 26
 Müllerov (Geiger-Müllerov brojač) 12

N

Naelektrisanje jezgra 236
 Namagnetisanost 340
 Napon zaustavljanja 35, 36
 Nedopuštene (ili zabranjene) vrednosti kvantnih brojeva 98
 Nedoovoljene energetske zone 311
 Neobične (čudnovate) čestice 286
 Nepolarna veza u atomu (hemijska) (homeopolarna, kovalentna) 200, 203
 Nesavršenosti kristalne rešetke 314
 Neutrino 143
 Newtonova korpuskularna teorija svetlosti 39
 Normalni Zeemanov efekt 195
 Nuklearna energija 266
 Nuklearna fisija 266
 Nuklearna fizika 236
 Nuklearna fuzija 274
 Nuklearna lančana reakcija 269
 Nuklearna magnetska rezonancija 256
 Nuklearne ploče 278
 Nuklearne sile 258
 Nuklearni izotopi 236
 Nuklearni magneton 255
 Nuklearni magnetski dipolni moment 254
 Nuklearni modeli 262
 Nuklearni moment količine kretanja (totalni) 254
 Nuklearni nivo 254
 Nuklearni reaktori 270
 Nuklearno gorivo 270, 271
 Nukleoni 237

O

Oblici kristala 289
 Odnos toplotne i električne provodljivosti metala (Wiedemann-Franzov zakon) 331, 333
 Određivanje specifičnog naelektrisanja alfa-čestica 133
 Ogledalske ravni simetrije kristala 300
 Ogledalsko-rotacione ose simetrije kristala 301
 Optički metar 179
 Optički model jezgra 264
 Orbitni kvantni broj (ili bočni) 114
 Orijentaciona polarizibilnost molekula 211
 Ortotelijum 177

Oscilovanje dvoatomskih molekula 211 (§ 82)
 Ose simetrije kristala 300
 Osne jedinice kristala 297
 Osnovno f-stanje 99
 Osnovno stanje atoma (neeksitovano, nepobudeno) 88
 Oštra serija (s-stanje) 99
 Označavanje pljosni kristala 295

P

p-stanje (glavna serija) 99
 „Pamćenje“ elektronsko 28
 Parahelijum 177
 Paramagnetizam 340, 345
 Parametar sudara 242
 Parametri ćelije 306
 Parametri pljosni kristala 297
 Parametri rešetke 306
 Parovi jona 13
 Paschenova serija 32, 89
 Pauliev princip 118 (§ 41)
 Period poluraspada(nja) 126, 127
 Periodi kruženja elektrona u atomu 87
 Periodni sistem elemenata 10, 120
 — tablica 121
 Permanentne komore 23
 Pfundova serija 32, 89
 Piezoelektrik 338
 Pi-mezon 262, 282, 283
 Piroelektrik 338
 Plazma 355
 Planck 38, 62, 67
 Planckova formula za zračenje crnog tela 67—70
 Planckova konstanta 39
 — zasnivanje 70
 Pljosan (ravan) kristala 289
 — označavanje pljosni 295
 Pljusak kosmičkih zraka 280
 Podela detektora zračenja 12
 Podela dielektrika prema polarizaciji 338
 Podela kristalnih rešetki 291
 Podizači (ili pumpe) kod lasera 232
 Pojasevi kristala 290
 Pokretljivost elektrona 309
 Polarizacija molekula 210
 Polarizibilnost 336
 Polarizibilnost elektrona 337
 Polarizibilnost molekula 210
 Polarna veza (hemijska, jonska) 200
 Polikristal 289
 Poluprečnik atomskog jezgra 245, 246
 Poluprečnik kružne Bohrove orbite 85
 Poluprečnik sloja mezone u jezgru 282
 Poluprovodnici 308
 Potencijal jonizacije 189
 Potvrda kvantne teorije 92 (§ 33)
 Površinski centrirana rešetka 306
 Powell (pi-mezon) 262
 Prikazivanje molekula pomoću elektronskih omotača atoma 201—203
 Primarni kosmički zraci 278
 Primeše u kristalnim rešetkama 314
 Primitivna ćelija 306

Privlačne sile među molekulima (Van der Waalsove sile) 216
 Proces izazivanja „zvezde“ 282
 Produkcionni reaktori (za proizvodjenje fisionog materijala) 273
 Proporcionalni brojač 12, 18
 Prostrana rešetka 49
 Prostorni periodi ponavljanja rešetke 306
 Prostorna centrirana rešetka 306
 Prostorno kvantovanje 105
 Proton 22, 237, 255
 Provodljivost metala 308

R

Radijalni kvantni broj 94, 96
 Radioaktivna dezintegracija 125
 Radioaktivna konstanta 126, 130
 Radioaktivni elementi 125
 Radioaktivni nizovi 131
 Radioaktivne supstancije 125
 Radioaktivno raspadanje (zračenje) 11, 124 (§ 43—63)
 Radioluminescencija 320
 Radijus dejstva nuklearnih sila 259
 Radzerford (rd) (jedinica radioaktivnosti) 129
 Ramanov efekt (kombinaciono rasipanje svetlosti) 218
 Raspadanje mezona 279, 280
 Rayleigh-Jeansova formula zračenja crnog tela 63, 65, 66
 Ravan kristala 289
 Ravan simetrije kristala 300
 Ravansko-rotacione ose u kristalu 301
 Razdvajanje spektralnih linija 192
 Reaktori, nuklearni 270
 Reaktori za istraživanje i razvoj 273
 Reaktori za proizvodjenje fisionog materijala (produkcionni reaktori) 273
 Reaktori za snagu 273
 Reflektor reaktora 270
 Relativistička popravka u Bohrovoj teoriji 101 (§ 35)
 Rendgenoluminescencija 320
 Rešetka, kristalna 49
 Rešetka, prostorna 49
 Rezonancija, nuklearna magnetska 256
 Rezonancija spina elektrona 116, 117
 Rogljevi kristali 290
 Rombični kristalni sistem 301, 302
 Romboedarski kristalni sistem 301, 303
 Rotacioni spektri 218, 219
 Rotaciono-vibracioni spektri 218, 220
 Rotator 75, 215
 — kvantovanje momenta količine kretanja rotatora 75
 Rotiranje dvoatomskih molekula 214 (§ 83)
 Rozeta (u relativističkoj popravci u Bohrovoj teoriji) 102
 Rutherford-Bohrov model atoma (dinamički) 79, 156
 Rutherfordova formula 241, 245
 Rydbergova konstanta 32
 — izvođenje izraza 88

S

s-stanje 99
 Schrödingerova (talasna) jednačina 169, 171
 Schottkyev defekt rešetke 315
 Scintilacija 24
 Scintilacioni brojači 12, 24
 Scintiloskop 24
 Segnetoelektrici 339
 Segre (antinukleoni) 286
 Selektivna refleksija 48
 Serija linija u spektru 31
 Serije u spektru X-zraka 57
 Sigma-hiperoni 285
 Sile među atomima u molekulu 199
 Simetrija kristala 299
 Skaler 26, 27
 Sklonost molekula ka polarizaciji (polarizibilnost molekula) 210
 Skretanje alfa-čestice u polju atomskog jezgra 241
 Slojevi u atomu 98
 Smekal (kombinaciono rasipanje svetlosti) 224
 Sommerfeld-Wilsonova formula kvantovanja 75
 Sommerfeldova relativistička popravka u Bohrovoj teoriji 101 (§ 35)
 Specifična magnetizacija 341
 Specifična toplota čvrstog tela 324
 Specifična toplota č. tela prema kvantnoj teoriji 325
 Spektar 31
 Spektar atoma helijuma 178
 Spektar atoma vodonika 31
 Spektar natrijuma 187
 Spektralne serije 31, 89
 Spektri beta-zraka 142 (§ 58)
 Spektri X-zraka 47
 — kontinualni 54—57
 — linijski 57
 Spektrometar 53
 — Braggov 53, 54
 — sa jonizacionom komorom 54
 Spektroskopija X-zraka 47, 53
 Spin elektrona 113 (§ 39)
 Spin elektrona i hemijska svojstva atoma 209
 Spin hiperona 286
 Spin mezona 282
 Spin nukleona 255, 283
 Spoljašnji fotoelektrični efekt 40
 Srednja energija linearnog oscilatora 66
 „Srednji život“ radioaktivnog atoma 128
 Srodstvo (afinitet) atoma prema elektronu 192
 Stacionarna stanja 83
 Statički model atoma (Thomsonov) 77
 Stern-Gerlachov eksperiment (potvrda prostornog kvantovanja) 112
 Stokesov zakon za luminescenciju 320
 Struja zasićenja 35
 Strukturni defekt rešetke 315
 Strukturni elementi kristala 290
 „Stvarni“ efektivni presek 241

Susceptibilnost jedinice zapremine materijala 341
Svetlosni kvant 38
Svojstva kristalne rešetke 305 (§ 113)

Š

Širina spektralnih linija 179
Širinski kvantni broj 106
Štefan-Boltzmannov zakon zračenja crnog tela 63, 65
Štit reaktora 270
„Šupljine“ u energetskim nivoima 314

T

Tablica Periodnog sistema elemenata 121
Talasna funkcija 167
Talasna jednačina (Schrödingerova) 169, 171
Tamna struja 45
Teorija alfa-dezintegracije 138 (§ 56)
Teorijski magneton 111
Termički neutroni 271
Termički reaktori 271
Termoluminescencija 319
Termonuklearne reakcije 277
Termovi 31, 33
Teški mezoni 284 (§ 106)
Tetragonalni kristalni sistem 301, 304
Thomson 10, 77
Thomsonov model atoma (statički) 77
Tipovi kristalnih rešetki 291, 307
Tipovi veza u kristalima 290
Toplotna provodljivost čvrstog tela 330
Toplotna svojstva čvrstog tela 323
Totalni kvantni broj 69, 94, 96
Townes (kvantni generatori) 229
Triboluminescencija 319
Trigonalni (romboedarski) kristalni sistem 303
Triklinični kristalni sistem 301
Tvrda komponenta kosmičkih zraka 287

U

Udar na jonizaciju 13, 14
Ugaona brzina precesije orbite elektrona u atomu 195
Uhlenbeck (i Goudsmit) (spin elektrona) 113
Ultraljubičasta katastrofa 67
Unutrašnji fotoelektrični efekt 40, 317 (§ 117)
Unutrašnji kvantni broj 107
Uopšteni model jezgra 266

Upoređivanje radioaktivnih elemenata prema aktivnosti 130 (§ 50)
Uračunavanje kretanja jezgra 90

V

Vakancija 315
Valentne sile 199
Valentni elektroni 200
Valentnost 199
Van der Waalsove sile 216
Vektorski model atoma 172
Veličina atomskog jezgra 245
Vezivna energija 247
Voltmetar (cevni) za merenje jonizacione struje 15
Vreme poluraspada(nja) 126, 127
Vrste kristalnih rešetki 291

W

Weissova teorija domena 350
Wiedemann-Franzov zakon 331
Wienov zakon pomeranja (Wienova formula zračenja crnog tela) 63, 64, 65
Wilsonova komora, 12, 79

X

X-zruci 10, 11, 21, 22, 24, 47
— apsorpcija X-zraka 57
— difrakcija X-zraka 47
— spektri X-zraka 47—57
— spektroskopija X-zraka 47

Z

Zabranjene energetske zone 311
Zabranjene (ili nedopuštene) vrednosti 98
Zakon fotoelektričnog efekta 38
Zakon radioaktivnog raspada 125, 126
Zapreminska susceptibilnost 341
Zasićenost (saturacija) nuklearnih sila 258
Zasićenost valentnih sila 199
Zeemanov efekt 192
Zone kristala 290
Zračenje crnog tela (zakoni) 63
Zračenje, radioaktivno 11, 124 (§ 43—63)
Zračenje usled kočenja 357

Ž

Žiromagnetske frekvencije 357